



Recherche d'un boson de Higgs léger produit en association avec une paire de quarks top dans l'expérience ATLAS

Jessica Leveque

► To cite this version:

Jessica Leveque. Recherche d'un boson de Higgs léger produit en association avec une paire de quarks top dans l'expérience ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2003. Français. NNT : . tel-00003738

HAL Id: tel-00003738

<https://theses.hal.science/tel-00003738>

Submitted on 11 Nov 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de la Méditerranée
Aix-Marseille II
Faculté des Sciences de Luminy
163 avenue de Luminy
13288 Marseille cedex 09

CPPM-T-2003-05

THÈSE de DOCTORAT

présentée par

Jessica LEVÊQUE

pour l'obtention du grade de
Docteur de l'Université de la Méditerranée

Spécialité : Physique des particules, physique mathématique et modélisation

Recherche d'un boson de Higgs léger produit en association avec une paire de quarks top dans l'expérience ATLAS

Soutenue le 30 juin 2003

Jury

M.	E. ASLANIDÈS	Président
Mme	B. BLOCH-DEVAUX	Rapporteur
Mme	E. RICHTER-WAS	Rapporteur
M.	L. ROSSI	
M.	A. ROZANOV	Directeur de thèse
M.	S. TISSERANT	

Table des matières

Introduction	7
1 Cadre théorique	9
1.1 Le modèle standard	9
1.1.1 Les briques élémentaires	9
1.1.2 Symétries	10
1.1.3 Mécanisme de Higgs	12
1.2 Contraintes sur la masse du boson de Higgs	15
1.2.1 Limites théoriques	15
1.2.2 Limites “expérimentales”	18
1.3 Recherche du boson de Higgs auprès du LHC	22
1.3.1 Couplages	22
1.3.2 Production	23
1.3.3 Mesure des paramètres du boson de Higgs	27
1.4 Recherche de nouvelle physique au LHC	30
2 Dispositif expérimental	35
2.1 Le LHC	35
2.2 Le détecteur ATLAS	39
2.2.1 Détecteur interne	40
2.2.2 Calorimétrie	49
2.2.3 Spectromètre à muons	54
2.2.4 Système de déclenchement	57
3 Simulations du détecteur à pixels	59
3.1 Couverture angulaire	59
3.1.1 Géométrie	59
3.1.2 Inefficacités de détection	64
3.1.3 Vertex déplacé	65
3.1.4 Conclusions	67
3.2 Electronique de lecture	68
3.2.1 Déclenchement d’un pixel	68
3.2.2 Simulation du ToT	69
3.2.3 Tests en faisceaux	70
3.2.4 Conclusion	71

4	Etiquetage des jets b	73
4.1	Introduction	73
4.2	Reconstruction des traces	74
4.3	Etiquetage à l'aide du paramètre d'impact	77
4.4	Etiquetage à l'aide des leptons	81
5	Etude du canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$	85
5.1	Introduction	85
5.2	Description des données	86
5.3	Comparaison des canaux WH et $t\bar{t}H$	87
5.3.1	Nettoyage des données	88
5.3.2	Partage des traces	90
5.3.3	Isolation des jets	91
5.3.4	Dépendance en p_T et η	93
5.3.5	Jets c	97
5.4	Comparaison des canaux $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$	98
5.4.1	Jets b	98
5.4.2	Quarks et gluons	98
5.4.3	Conclusion	101
5.5	Performances au démarrage du LHC	102
5.5.1	Configuration initiale du détecteur	102
5.5.2	Bruit d'empilement et inefficacités	103
5.6	Améliorations	105
5.6.1	Etiquetage en trois dimensions	105
5.6.2	Vertex secondaires	108
5.6.3	Etiquetage multiple	108
5.7	Conclusions	110
6	Recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$	111
6.1	Introduction	111
6.2	ATLFAST	112
6.3	$t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$: signal recherché	115
6.4	Bruit de fond	119
6.4.1	$t\bar{t}$	119
6.4.2	Z+jets, ZZ, WZ, WW	120
6.4.3	$t\bar{t}b\bar{b}$, $Wb\bar{b}$, $Zb\bar{b}$	120
6.4.4	$t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$	121
6.4.5	$t\bar{t}Wq$	122
6.4.6	$t\bar{t}t\bar{t}$, $t\bar{t}W^+W^-$	123
6.5	Etude de l'état final à deux leptons	123
6.5.1	Présélection	124
6.5.2	Désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux	127
6.5.3	Reconstruction de la masse du Z	129
6.5.4	Reconstruction de la masse du Higgs	130
6.6	Etude de l'état final à trois leptons	133

6.7	Résultats à basse luminosité	135
6.8	Résultats à haute luminosité	136
6.9	Mesure du couplage de Yukawa du quark top	137
6.10	Comparaison avec l'étude théorique	139
6.11	Perspectives	142
6.12	Conclusion	145
Conclusion		146
Bibliographie		149

Introduction

L'ensemble de nos connaissances des constituants élémentaires de la matière et des interactions fondamentales qui régissent leur comportement sont aujourd'hui décrites dans un cadre théorique appelé modèle standard. Dans ce modèle, les particules élémentaires acquièrent leur masse par l'intermédiaire du mécanisme de Higgs, qui fait intervenir une nouvelle particule, le boson de Higgs.

Depuis plusieurs décennies, toutes les expériences menées auprès des accélérateurs sont décrites avec une très grande précision, et de nombreuses particules ont été prédites avant leur découverte effective : les mésons charmés, les bosons intermédiaires W et Z, ou encore le quark top. Seul le boson de Higgs reste introuvable. Les recherches actives menées auprès du collisionneur électron-positron LEP jusqu'en décembre 2000 ont donné des indices de l'existence de ce boson avec une masse voisine de $115 \text{ GeV}/c^2$. Le nouveau collisionneur de protons LHC, actuellement en construction dans l'ancien tunnel du LEP, permettra d'explorer un domaine d'énergies beaucoup plus élevées. Il devra fournir la preuve de l'existence du boson de Higgs ou permettre de découvrir les signes d'une nouvelle physique au-delà du modèle standard.

Quatre expériences seront placées auprès du LHC. ATLAS, la plus grande d'entre elles, regroupe 2000 physiciens issus de 150 instituts et de 34 pays différents. Cette collaboration est impliquée dans la construction, l'optimisation, les tests en faisceaux et l'intégration des différents sous-détecteurs d'ATLAS. Un deuxième aspect important est l'évaluation du potentiel de physique du détecteur, ainsi que le développement d'outils d'analyse et de simulation.

Les différentes contributions présentées dans cette thèse couvrent l'ensemble de ces activités. D'un point de vue technique, plusieurs simulations ont été réalisées pour le détecteur à pixels, et sont présentées dans le chapitre 3. En particulier, l'étude de la couverture angulaire a été utilisée pour optimiser la géométrie globale de ce détecteur. Le chapitre 5 présente l'évaluation du potentiel d'étiquetage des jets b dans le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$. Cet étiquetage est un outil d'analyse important, et de nombreux canaux de recherche du boson de Higgs et de nouvelle physique en dépendent. Enfin, une nouvelle analyse permettant de mesurer le couplage du boson de Higgs au quark top a été développée, et sera présentée dans le chapitre 6.

Chapitre 1

Cadre théorique

Le travail du physicien consiste à comprendre un grand nombre de phénomènes complexes de manière unifiée, en termes de principes simples. Aujourd'hui, la totalité de nos connaissances des interactions entre constituants élémentaires de la matière peut être comprise comme une conséquence de principes de symétrie.

Le but de ce chapitre est de présenter succinctement la description actuellement adoptée par l'ensemble des physiciens pour comprendre trois des quatre interactions fondamentales qui régissent le comportement des particules élémentaires, dans un cadre appelé "modèle standard". L'accent est mis sur le mécanisme de Higgs, qui permet d'expliquer les masses des particules. Dans une deuxième partie, la phénoménologie du boson de Higgs ainsi que les derniers résultats expérimentaux concernant sa recherche sont exposés. La troisième section présente le potentiel de découverte de ce boson auprès du futur accélérateur de protons LHC, dans le cadre de l'expérience ATLAS. Enfin, la dernière partie donne un aperçu de la recherche de phénomènes au-delà du modèle standard auprès de ce même accélérateur.

1.1 Le modèle standard

1.1.1 Les briques élémentaires

Les particules de matière sont des fermions (spin demi-entier). Elles sont classées en deux catégories, quarks et leptons, caractérisées par les nombres quantiques baryonique B et leptonique L . Il existe trois générations de fermions, mais seule la première est présente dans la matière qui nous entoure : les quarks *up* et *down*, constituants des nucléons, ainsi que l'électron et le neutrino ν_e . Les deux autres familles, beaucoup plus massives, contiennent certaines particules instables et ne participent pas à la formation d'atomes.

Les interactions entre ces différents constituants sont véhiculées par des bosons (spin entier). Trois d'entre elles sont décrites dans le cadre du modèle standard : l'interaction électromagnétique (associée au photon), l'interaction faible (bosons de jauge massifs Z et W) et l'interaction forte (gluons). La gravitation n'intervient pas aux échelles d'énergies mises en jeu dans les expériences actuelles, et n'est pas décrite

FERMIONS	Charge	Spin	B	L
Quarks				
u	+2/3	1/2	1/3	0
d	-1/3	1/2	1/3	0
Leptons				
e	-1	1/2	0	1
ν_e	0	1/2	0	1
BOSONS	Charge	Spin	Masse (GeV/c ²)	
γ	0	1	0	
W^\pm, Z^0	$\pm 1, 0$	1	80.4 / 91.2	
g	0	1	0	

TAB. 1.1 – *Les particules du modèle standard. Chaque fermion existe en trois saveurs.*

par le modèle standard. Les particules et leurs nombres quantiques sont présentés dans le tableau 1.1. Les antiparticules des fermions, de masse et spin identiques à ceux des particules, ont une charge électrique et les nombres quantiques B et L opposés.

1.1.2 Symétries

1.1.2.1 Interaction électromagnétique

Les fermions sont représentés par des champs $\Psi(x^\mu)$, où $x^\mu=(ct, x, y, z)$ et $\mu=(0, 1, 2, 3)$ sont les quatre coordonnées d'espace-temps. Dans le cas de fermions sans masse, la dynamique est décrite par le lagrangien $\mathcal{L}_f = \bar{\Psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi$. En appliquant un changement de phase global $\Psi' = e^{i\alpha} \Psi$ (symétrie abélienne U(1)), ce lagrangien reste invariant. Sous une transformation plus générale $\Psi' = e^{i\alpha(x)} \Psi$, dans laquelle la phase dépend des coordonnées (jauge locale), le lagrangien devient :

$$\mathcal{L}_f \rightarrow \mathcal{L}'_f = \mathcal{L}_f - \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi \partial_\mu \alpha(x) \quad (1.1)$$

Pour préserver l'invariance de jauge locale, la dérivée ∂_μ est remplacée par une dérivée D_μ dite covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu - ie A_\mu \quad (1.2)$$

où A_μ est le potentiel du champ électromagnétique et e la constante de couplage. L'invariance du lagrangien est conservée si l'on impose :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x) \quad (1.3)$$

L'invariance du lagrangien sous l'action d'un changement local de phase fait apparaître un couplage $e \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi A_\mu$ entre un champ A_μ (photon) et le fermion, proportionnel à la constante de couplage e . Cette symétrie d'invariance de jauge implique l'existence d'une quantité conservée; pour l'interaction électromagnétique il s'agit de la charge électrique [1].

1.1.2.2 Interaction faible

L'interaction faible de courant chargé transforme un électron en un neutrino, et un proton (uud) en un neutron (udd). Cette constatation expérimentale suggère l'existence d'une symétrie laissant invariant le lagrangien faible dans l'échange électron/neutrino et quark *up/down*. Les particules sont donc classées en doublets d'isospin faible appelés "gauches". Chaque particule du doublet est identifiée par la valeur de la troisième composante de l'isospin T_3 :

$$L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad Q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix} T_3 = +1/2 \\ T_3 = -1/2 \end{matrix}$$

Les fermions droits (d_R , u_R , e_R) sont des singlets de $SU(2)_L$ ($T_3=0$). Le neutrino n'a pas de composante droite dans le modèle standard.

Le passage d'une composante d'un doublet à l'autre s'obtient en appliquant une transformation du groupe $SU(2)_L$. L'introduction comme dans le cas de l'interaction électromagnétique d'une dérivée covariante fait apparaître un triplet de bosons vecteurs sans masse W^1 , W^2 et W^3 . La quantité conservée associée à cette symétrie est l'isospin faible T . Les champs "physiques" :

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \mp iW^2) \text{ et } W_0 = W^3$$

intervenant dans l'interaction faible forment un triplet d'isospin $(\pm 1, 0)$, qui traduit l'existence de courants chargés et de courants neutres.

1.1.2.3 Interaction électrofaible

Les interactions faible et électromagnétique [2, 3, 4] peuvent être décrites simultanément en utilisant le produit direct $SU(2)_L \times U(1)$. Ce groupe a les dimensions suffisantes pour permettre d'introduire quatre champs bosoniques. L'opérateur T_3 reste le générateur du groupe $SU(2)_L$. L'hypercharge faible Y est définie comme étant le générateur du groupe $U(1)$, avec $[T_3, Y] = 0$. Cette hypercharge caractérise les multiplets d'isospin faible, et est identique pour chaque composante d'un doublet. Elle ne peut donc pas représenter la charge électrique. Pour pouvoir identifier la charge électrique dans le terme d'interaction fermion-boson de jauge, l'hypercharge doit satisfaire la relation $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ où Q est la charge électrique.

1.1.2.4 Interaction forte

La dernière des interactions, responsable du confinement des quarks en hadrons, peut être comprise comme une symétrie associée à une charge de "couleur" portée par les quarks. Cette charge a été introduite après la découverte du hadron Δ^{++} de spin $3/2$, dont la fonction d'onde $\Delta^{++} = |u \uparrow u \uparrow u \uparrow\rangle$ semble entièrement symétrique lors de l'échange de deux quarks u , ce qui viole le principe d'exclusion de Pauli. En associant aux quarks un nouveau nombre quantique de couleur qui

peut prendre trois valeurs différentes, le principe d'exclusion est sauvegardé. Cette symétrie est basée sur le groupe $SU(3)_c$, qui possède huit générateurs (gluons). Les quarks sont des triplets de $SU(3)_c$, tandis que les leptons, qui ne sont pas sensibles à l'interaction forte, sont des singulets.

1.1.3 Mécanisme de Higgs

La construction du modèle standard semble simple, mais elle se heurte très rapidement à un problème de taille : l'absence de masse pour les particules. L'ajout d'un terme de masse de la forme $m\bar{\Psi}\Psi = m[\bar{\Psi}_L\Psi_R + \Psi_R\bar{\Psi}_L]$ pour les fermions brise l'invariance du lagrangien (les composantes droite et gauche se transforment différemment sous $SU(2)_L \times U(1)$). De même pour les bosons de jauge, pour lesquels un terme $m^2 B_\mu B^\mu$ n'est pas invariant de jauge.

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible [5, 6, 7] permet d'introduire les masses des bosons faibles et des fermions par l'intermédiaire d'un nouveau champ, le champ de Higgs. Un doublet de champs scalaires complexes est nécessaire :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

Le lagrangien de ce champ s'écrit :

$$\mathcal{L} = |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi) \quad (1.4)$$

où D_μ est la dérivée covariante pour Φ et le potentiel est de la forme :

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4, \lambda > 0 \quad (1.5)$$

λ est choisi positif pour que le potentiel soit borné inférieurement. Pour $\mu^2 < 0$, l'état d'énergie minimale du potentiel n'est pas $\langle \Phi \rangle = 0$, et il existe une infinité d'états fondamentaux (figure 1.1) vérifiant :

$$\frac{dV}{d|\Phi|^2} = \mu^2 + 2\lambda |\Phi|^2 = 0 \Rightarrow |\Phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad (1.6)$$

où $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ est appelée *vev* (*vacuum expectation value*). La symétrie initiale est spontanément brisée en choisissant une orientation particulière de l'état fondamental. Par exemple, le long de l'axe réel pour la composante neutre :

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

En développant l'expression de Φ au voisinage du minimum :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

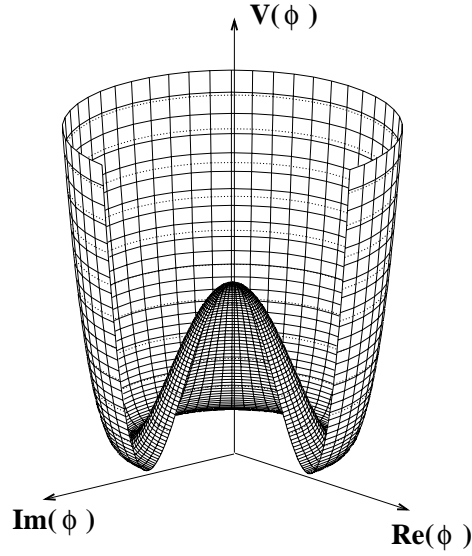


FIG. 1.1 – *Potentiel de Higgs du modèle standard (composante $\phi^0 = \phi_3 + i\phi_4$).*

et en appliquant une transformation de jauge, les trois composantes ϕ_1 , ϕ_2 et ϕ_4 sont absorbées pour donner une composante longitudinale à trois des quatre bosons de jauge de l'interaction électrofaible. La composante restante est appelée particule de Higgs. Les interactions entre la particule H et les bosons de jauge de $SU(2)_L \times U(1)$ sont décrites dans le terme cinétique du lagrangien :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cin} &= |D_\mu \Phi|^2 = |(\partial_\mu - i\frac{g}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu)\Phi|^2 \\ &= \frac{1}{2}(0, v + H)(\partial_\mu - i\frac{g}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu)^2 \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Une partie de ce lagrangien contient des termes quadratiques de la forme $m^2 B_\mu B^\mu$:

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{1}{8}v^2 g^2 (W_1^{\mu 2} + W_2^{\mu 2}) + \frac{1}{8}v^2 (g'B^\mu - gW_3^\mu)^2 \quad (1.8)$$

Contrairement aux champs W_1^μ et W_2^μ , W_3^μ et B^μ ne sont pas des états propres de masses, puisqu'il apparaît un terme non diagonal en $W_3^\mu B_\mu$ dans le lagrangien. La matrice de masse est rendue diagonale en introduisant les expressions suivantes pour les champs physiques :

$$\begin{aligned} A^\mu &= \frac{gB^\mu + g'W_3^\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ Z^\mu &= \frac{gW_3^\mu - g'B^\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ W^\pm &= \frac{W_1^\mu \mp iW_2^\mu}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

le terme de masse du lagrangien devient

$$\mathcal{L}_{masse} = \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}\right)^2 Z_\mu Z^\mu$$

De cette expression sont déduites les masses des champs W^\pm , Z^μ et A^μ (photon) :

$$m_W = \frac{1}{2}vg \quad m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad m_A = 0$$

L'angle de mélange électrofaible (ou de Weinberg) est défini par :

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

La brisure spontanée de la symétrie électrofaible permet de donner une masse aux boson de jauge. Pour les fermions, l'introduction dans le lagrangien d'un terme de Yukawa (invariant de jauge) couplant le champ de Higgs aux fermions est autorisée :

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}} = \lambda_e \bar{L} \Phi e_R + \text{h.c}$$

$$\mathcal{L}_{\text{quarks}} = \lambda_u \bar{Q} \Phi u_R + \lambda_d \bar{Q} \Phi d_R + \text{h.c}$$

Le développement de Φ autour de v fait apparaître un terme de masse pour les fermions:

$$\mathcal{L}_{m,f} = -\frac{\lambda v}{\sqrt{2}} \bar{e}_L e_R + \text{h.c} + (\text{quarks})$$

$$\Rightarrow m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}; \text{ de même } m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}} \quad m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}}$$

Le neutrino, qui n'a pas de composante droite, reste sans masse.

Le couplage du boson de Higgs aux particules du modèle standard est complètement déterminé à partir des masses des fermions et des constantes de couplages. La valeur de v peut être calculée à partir de la constante de Fermi grâce à la relation

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8 m_W^2} = \frac{1}{2v^2}$$

qui donne $v = 246 \text{ GeV}/c^2$. Seul le paramètre λ , relié à v et à la masse du boson de Higgs, reste à déterminer :

$$m_H^2 = 2v^2\lambda = -2\mu^2$$

Le paragraphe suivant présente les contraintes issues d'arguments théoriques et de mesures expérimentales auxquelles est soumise la masse du boson de Higgs.

1.2 Contraintes sur la masse du boson de Higgs

Le modèle standard est aujourd’hui testé avec une très grande précision. Un exemple remarquable est la détermination du moment magnétique anomal du muon [8], qui montre un accord de l’ordre de 10^{-10} entre les mesures et les prédictions théoriques. Mais la clé de voûte du modèle, le boson de Higgs, reste à découvrir. Les recherches actives menées durant les dernières années de fonctionnement du LEP ont donné un indice d’existence de cette particule avec une masse voisine de $115 \text{ GeV}/c^2$. D’autres contraintes sont obtenues à partir des mesures de précision électrofaible et par des considérations théoriques. Le but de ce paragraphe est d’exposer l’ensemble de ces résultats, qui serviront à justifier les choix de recherche présentés dans cette thèse.

1.2.1 Limites théoriques

1.2.1.1 Unitarité

En l’absence de boson de Higgs, la section efficace de diffusion de bosons vecteurs faibles (figures 1.2-a et 1.2-b) dépasse la limite d’unitarité à haute énergie [9], qui traduit simplement la conservation des probabilités. En introduisant un diagramme supplémentaire avec échange d’un boson de Higgs (figure 1.2-c), l’unitarité de la théorie peut être restaurée en imposant la contrainte :

$$m_H < \left(\frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 1 \text{ TeV}/c^2 \quad (1.9)$$

Si ce boson n’existe pas, un autre processus doit intervenir pour restaurer l’unitarité de la théorie. C’est pour cette raison que les signes d’une “nouvelle physique” doivent apparaître à des énergies de l’ordre de 1 TeV.

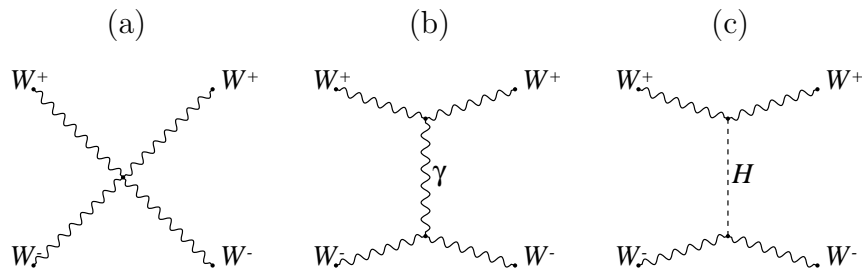


FIG. 1.2 – Exemple de diagrammes de diffusion $W^+ W^- \rightarrow W^+ W^-$.

1.2.1.2 Trivialité

Le couplage λ qui apparaît dans l’expression du potentiel scalaire décrit un vertex qui fait intervenir quatre bosons de Higgs (figure 1.3-a). Le calcul des corrections radiatives pour la section efficace du processus $HH \rightarrow HH$ (figures 1.3-b, 1.3-c),

fait intervenir des contributions divergentes, qui nécessitent une renormalisation de la constante de couplage.

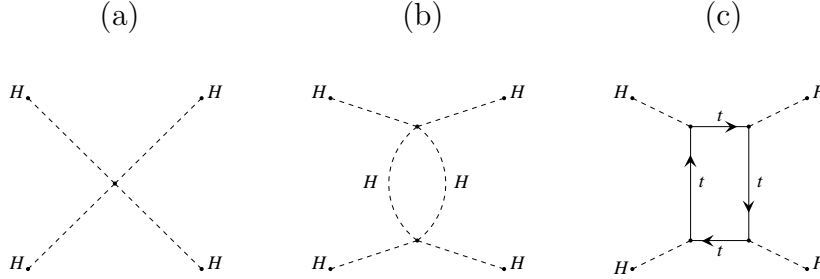


FIG. 1.3 – Exemple de diagrammes contribuant à l’auto-couplage quartique du boson de Higgs : ordre des arbres (a) et une boucle (b), (c).

L’équation du groupe de renormalisation pour cette constante au premier ordre (en ne considérant que les diagrammes de type 1.3-b s’écrit [10, 11] :

$$Q \frac{d\lambda}{dQ} = \frac{3\lambda^2}{16\pi^2} \quad (1.10)$$

où Q est l’échelle d’énergie de renormalisation.

La résolution de cette équation donne la variation de la constante de couplage en fonction de l’énergie :

$$\frac{1}{\lambda(Q)} = \frac{1}{\lambda(Q_0)} - \frac{3}{16\pi^2} \ln\left(\frac{Q}{Q_0}\right) \quad (1.11)$$

où Q_0 est une énergie de référence, souvent prise égale à v .

Lorsque $Q \rightarrow \infty$, pour conserver la condition $\lambda(Q) > 0$, il faut que $\lambda(Q_0) \rightarrow 0$ (la théorie devient “triviale”, c’est à dire une théorie de champs libres). Pour résoudre cette difficulté, il est nécessaire de supposer l’existence d’une limite d’énergie Λ_{NP} au-delà de laquelle le modèle standard n’est plus valide (apparition d’une nouvelle physique). Cette hypothèse impose la relation suivante :

$$\frac{1}{\lambda(\Lambda_{NP})} = \frac{1}{\lambda(v)} - \frac{3}{16\pi^2} \ln\left(\frac{\Lambda_{NP}}{v}\right) > 0 \quad (1.12)$$

qui fournit une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs, dépendante de l’échelle d’énergie Λ_{NP} :

$$\lambda(v) = \frac{m_H^2}{2v^2} < \frac{16\pi^2}{3 \ln\left(\frac{\Lambda_{NP}}{v}\right)} \quad (1.13)$$

Cette limite est illustrée par la courbe supérieure de la figure 1.4. Si Λ_{NP} est égale à la masse de Planck, $M_{Pl} \approx \frac{1}{G_N} = 10^{19} \text{ GeV}/c^2$ (au-delà, les effets de la gravitation

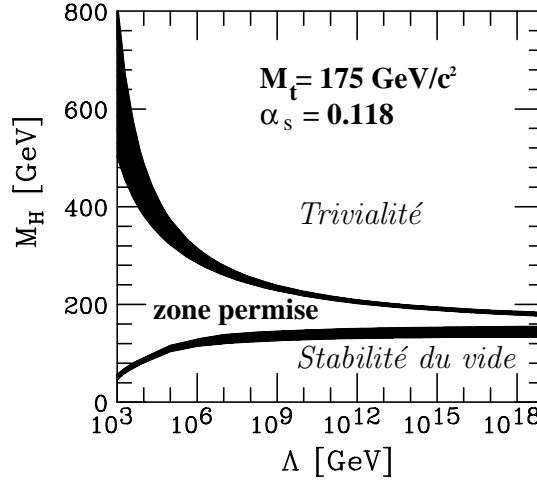


FIG. 1.4 – Bornes supérieure et inférieure sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle d'énergie Λ , limite de validité du modèle standard. La masse du quark top est prise égale à $175 \text{ GeV}/c^2$, et $\alpha_s(m_Z)=0.118$ [12].

doivent être pris en compte), le boson de Higgs doit avoir une masse inférieure à $200 \text{ GeV}/c^2$. Si le modèle standard n'est valable que jusqu'à 1 TeV , la limite devient $m_H < 700 \text{ GeV}/c^2$. Ce dernier résultat montre qu'en l'absence de découverte d'un boson de Higgs de faible masse ($< 1 \text{ TeV}/c^2$), les signes d'une nouvelle physique doivent apparaître à une échelle d'énergie inférieure au TeV .

1.2.1.3 Stabilité du vide

En intégrant dans le calcul des corrections radiatives le diagramme 1.3-c, qui fait intervenir le quark top, l'équation du groupe de renormalisation devient :

$$Q \frac{d\lambda}{dQ} = \frac{3}{16\pi^2} \left[\lambda^2 + \frac{\lambda m_t^2}{v^2} - \frac{m_t^4}{v^4} \right] = \frac{3}{16\pi^2} (\lambda - \lambda_-)(\lambda - \lambda_+) \quad (1.14)$$

où

$$\lambda_{\pm} = \frac{m_t^2}{v^2} (-1 \pm \sqrt{5})$$

La condition $\lambda > 0$ est nécessaire pour préserver la stabilité du vide (potentiel borné inférieurement). Si λ est inférieur à λ_+ , la dérivée est négative et λ décroît lorsque l'énergie augmente. Au-delà d'une certaine valeur de Q , λ devient également négatif. Il faut donc imposer la condition $\lambda > \lambda_+$, qui donne une nouvelle limite sur la masse du boson de Higgs, dépendante de la masse du quark top. La contrainte issue de l'argument de stabilité est illustrée sur la figure 1.4 (courbe inférieure) [12]. Si la nouvelle physique doit apparaître à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV (accessible au LHC), la masse du boson de Higgs sera située dans un large intervalle, entre 50 et $700 \text{ GeV}/c^2$. Dans le cas contraire ($\Lambda_{NP} \gg 1 \text{ TeV}$), le boson de Higgs aura une masse faible (inférieure à $200 \text{ GeV}/c^2$), et sera découvert au LHC.

1.2.2 Limites “expérimentales”

1.2.2.1 Tests de précision électrofaibles

Les expériences menées à LEP, SLC et Tevatron ont permis de mesurer un grand nombre de paramètres du secteur électrofaible, avec une précision suffisante pour tester le modèle standard au-delà de l’ordre des arbres. Un ensemble de ces paramètres et leur mesure sont présentés dans le tableau 1.2.

Ces observables peuvent toutes être exprimées en fonction des trois constantes de couplage e , g et g' , des masses des fermions et de celle du boson de Higgs. Cependant, il est plus judicieux de choisir les quantités G_F , m_Z , α_{QED} , plus précisément mesurées, au lieu de $(e, g \text{ et } g')$. Le principe de ces tests est de comparer les mesures expérimentales des paramètres électrofaibles avec leurs valeurs théoriques, qui peuvent faire intervenir m_t ou m_H par l’intermédiaire des corrections radiatives, et ainsi permettre leur détermination indirecte.

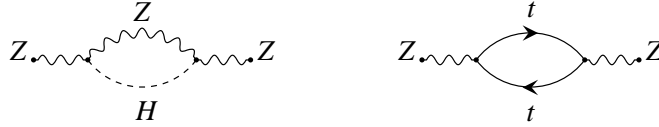


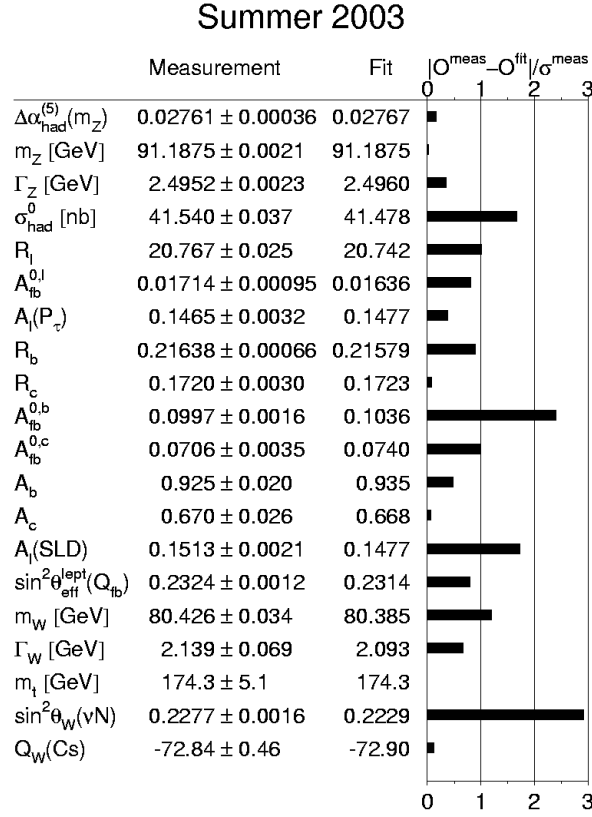
FIG. 1.5 – Exemple de corrections radiatives électrofaibles sensibles aux masses du quark top et du boson de Higgs.

A titre d’exemple, les diagrammes de la figure 1.5 montrent des corrections radiatives à la masse du Z , dans lesquelles interviennent le quark top et le boson de Higgs. Le principal effet de ces corrections est proportionnel à m_t^2 , ce qui a permis de prédire la masse du quark top avant sa découverte au Tevatron. Les corrections radiatives sont moins sensibles à m_H ($\Delta \propto \ln m_H$), et les prédictions sur cette observable sont de fait beaucoup moins précises. La figure 1.6-a compare les déterminations directe (LEP2, Tevatron) et indirecte (LEP1, SLD) des masses du boson W et du quark top. Les mesures tendent à favoriser un boson de Higgs de faible masse.

Tous les paramètres sont aussi utilisés dans une procédure d’ajustement global. La figure 1.6-b présente la courbe $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ de cet ajustement en fonction de la masse du boson de Higgs, et fournit une contrainte forte :

$$m_H = 96_{-38}^{+60} \text{ GeV}/c^2$$

$$m_H < 219 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{à } 95 \% \text{ de niveau de confiance})$$



TAB. 1.2 – *Résumé des observables électrofaibles et de leur mesure expérimentale. La dernière colonne donne le “pull”, défini comme la différence entre la mesure et la valeur ajustée, divisée par l’incertitude expérimentale [13].*

1.2.2.2 Recherche directe

Les quatre expériences du LEP ont collecté plus de 2400 pb^{-1} (phase LEP2) de données issues de collisions e^+e^- , sur un domaine d’énergie compris entre 189 et 209 GeV. Elles ont permis une recherche directe du boson de Higgs jusqu’à $115 \text{ GeV}/c^2$ [14].

Le principal mode de production du boson de Higgs dans ce domaine d’énergie est le *Higgsstrahlung* ($e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$). Le couplage du boson de Higgs étant proportionnel aux masses des particules, le mode de désintégration dominant est $H \rightarrow b\bar{b}$ (les quarks b sont les particules les plus lourdes cinématiquement accessibles). Trois topologies dominantes ont été considérées, selon la désintégration du Z : quatre jets $b\bar{b}q\bar{q}$ (70%), énergie manquante $b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ (20%) et leptonique $b\bar{b}\ell^+\ell^-$ (7%). Le principal outil d’analyse est l’étiquetage des quarks b . Les états finaux avec $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ou $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ ont également été recherchés ($\tau^+\tau^-q\bar{q}$ et $b\bar{b}\tau^+\tau^-$). Durant les derniers mois de prise de données, un petit excès (1.7σ) a été observé pour une masse voisine de $115 \text{ GeV}/c^2$.

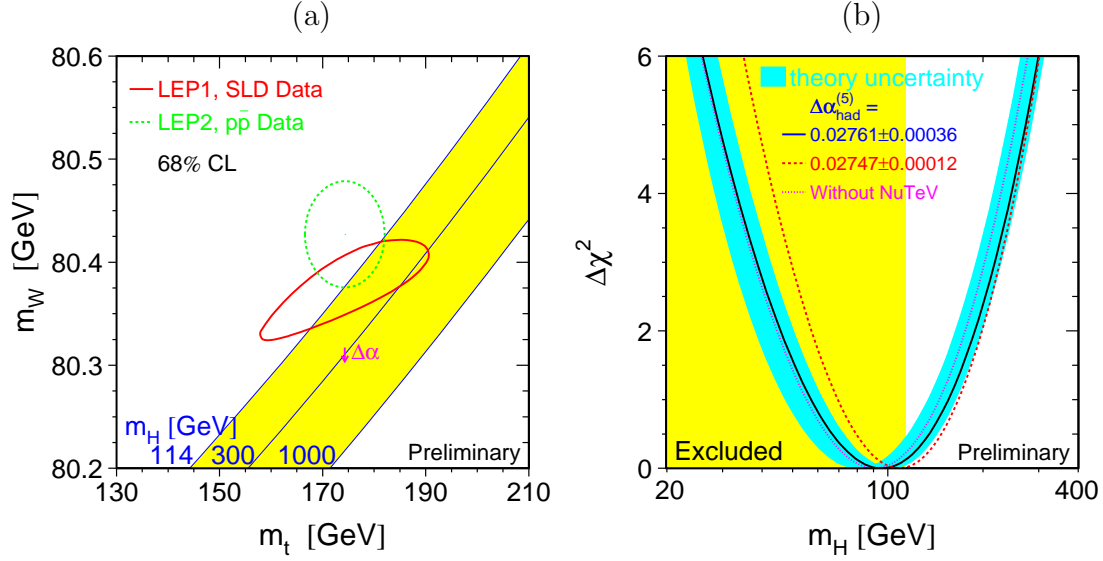


FIG. 1.6 – (a) Comparaison des valeurs des masses du quark top et du boson W obtenues par détermination indirecte (ligne continue) et par les mesures directes (ligne pointillée). Les bandes montrent la prédiction du modèle standard en fonction de la masse du boson de Higgs entre 114 GeV/ c^2 et 1 TeV/ c^2 . (b) Variation $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ de l’ajustement global des paramètres électrofaibles en fonction de la masse du boson de Higgs. La région grisée à gauche est exclue par les recherches directes menées au LEP [13].

Le signal recherché ayant une section efficace faible, le simple comptage du nombre de candidats ne suffit pas à le mettre en évidence. Il est nécessaire d’incorporer davantage d’information en attribuant un poids s_i/b_i (rapport signal sur bruit attendu) à chaque événement. Ce poids tient compte de différentes caractéristiques de l’événement, comme la masse reconstruite ou le contenu en quarks b . Les hypothèses “bruit de fond” et “bruit de fond + signal” sont ensuite comparées à l’aide de l’estimateur :

$$Q(m_H) = \frac{L_{s+b}}{L_b} = e^{-s_{tot}} \prod_{n_{obs}}^{i=1} (1 + s_i/b_i)$$

où m_H est l’hypothèse de masse du boson de Higgs, s_{tot} le nombre d’événements de signal attendu, et n_{obs} le nombre d’événements candidats observés. Une valeur négative de l’estimateur $-2\ln(Q)$ favorise l’hypothèse de signal. La figure 1.7, qui combine les résultats des quatre expériences du LEP, favorise un signal autour de 115 GeV/ c^2 .

L’effet observé est essentiellement dû au canal quatre jets de l’expérience ALEPH, dont les résultats sont consistants avec la production d’un boson de Higgs standard de 115 GeV/ c^2 . Cet excès (2.8σ) n’ayant pas été confirmé par les autres expériences, les données ont seulement permis de donner une limite inférieure sur la masse : $m_H > 114.4$ GeV/ c^2 à 95 % CL.

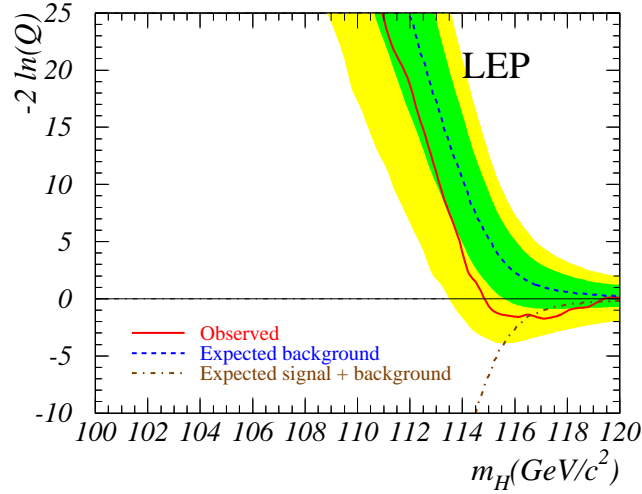


FIG. 1.7 – Comportement observé (ligne continue) de l'estimateur $-2\ln(Q)$ en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs. Les résultats attendus pour le bruit de fond seul et pour l'hypothèse bruit de fond + signal sont présentés, ainsi que les zones à 1 et 2 σ autour du bruit de fond. Les données des quatre expériences ont été combinées.

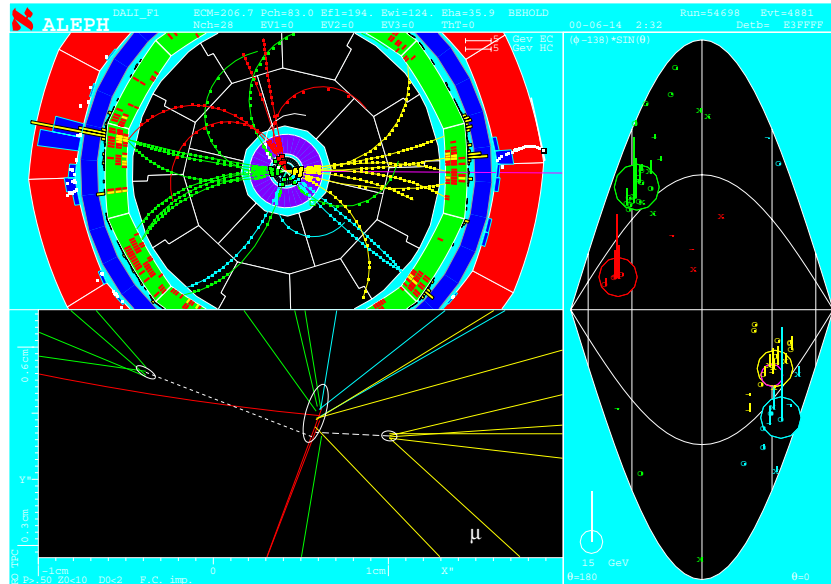


FIG. 1.8 – Candidat HZ de plus grand poids observé dans l'expérience ALEPH. Les deux jets issus de vertex déplacés ont une masse invariante de $114.3 \text{ GeV}/c^2$. Les deux autres jets (légers) sont compatibles avec une désintégration de boson Z . Leur masse invariante est de $91 \text{ GeV}/c^2$. Cet événement est peu compatible avec l'hypothèse de bruit de fond la plus probable, la production d'une paire de bosons faibles ZZ .

1.3 Recherche du boson de Higgs auprès du LHC

Le Large Hadron Collider (section 2.1) est un projet de collisionneur proton-proton qui devrait voir le jour en 2007 au CERN. Cette machine, la plus lumineuse et la plus puissante jamais conçue, produira plusieurs millions d'interactions par seconde et permettra d'atteindre une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Les principaux enjeux de ce projet sont bien évidemment la découverte du boson de Higgs et la mesure de ses paramètres (masse, largeur, couplages...), ainsi que la recherche de physique au-delà du modèle standard. Cette section présente les potentialités de l'expérience ATLAS [15] pour la découverte du boson de Higgs.

1.3.1 Couplages

L'intensité du couplage entre le boson de Higgs et les particules du modèle standard augmente avec la masse de celles-ci. Ainsi, le boson de Higgs se couple préférentiellement aux bosons de jauge massifs W^\pm et Z , et aux quarks les plus lourds, bottom (b) et top (t), lorsque le seuil cinématique nécessaire est atteint.

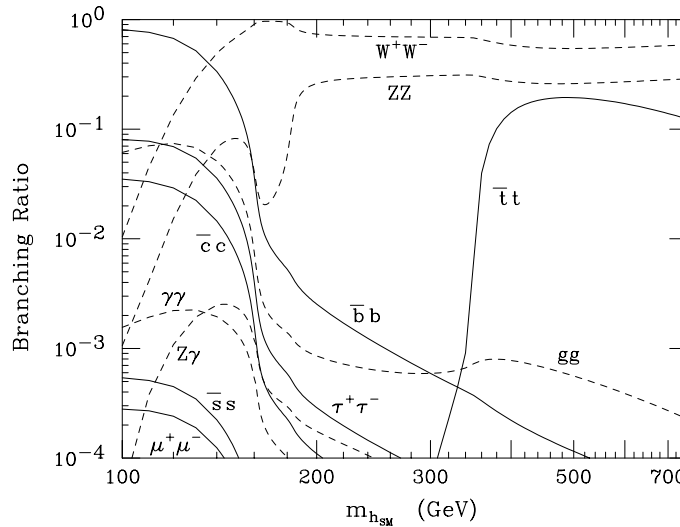


FIG. 1.9 – Rapports de branchement des différents modes de désintégration d'un boson de Higgs standard [16].

Les rapports de branchement des différents modes de désintégration du boson de Higgs sont présentés sur la figure 1.9, en fonction de sa masse. Pour les faibles masses, les principaux canaux sont $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. Au-delà de 160 GeV/ c^2 , les désintégrations en bosons W et Z deviennent dominantes. Pour les très grandes masses (> 350 GeV/ c^2), la désintégration en deux quarks top devient non-négligeable. Le couplage du boson de Higgs aux photons et gluons, de masse nulle, est autorisé par l'intermédiaire de boucles faisant intervenir des quarks

massifs dans le cas des gluons, et des boucles de fermions et de bosons W pour la désintégration en photons.

1.3.2 Production

Les sections efficaces des modes de production dominants du boson de Higgs au LHC sont présentées sur la figure 1.10. Les corrections QCD au premier ordre¹ ont été incluses, à l'exception de celles sur le processus $t\bar{t}H$. Pour ce dernier, le K-facteur est d'environ 20% [17].

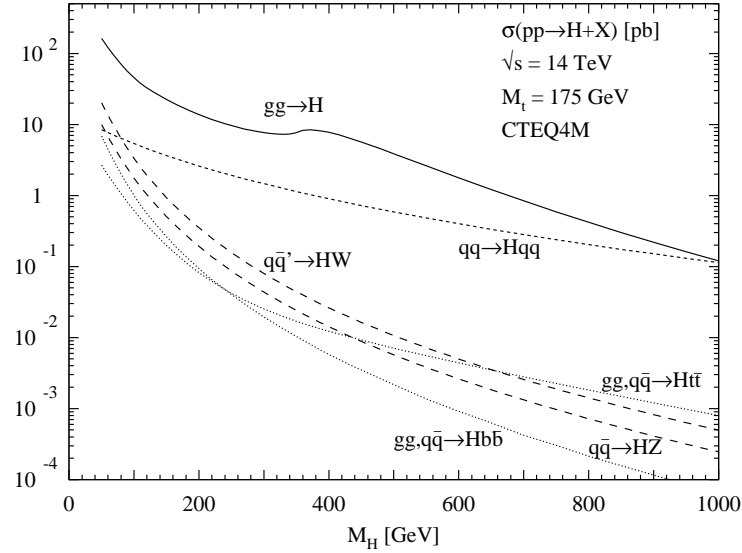


FIG. 1.10 – Section efficace (en pb) des différents mécanismes de production du boson de Higgs au LHC [16].

Fusion de gluons

Ce mode de production (1.11-a) est dominant sur l'ensemble du domaine de masse jusqu'à 1 TeV. Pour la recherche d'un boson de Higgs de faible masse ($< 140 \text{ GeV}/c^2$), seule la désintégration en deux photons peut être utilisée, les états finals $H \rightarrow b\bar{b}$ ou $\tau^+\tau^-$ étant très difficiles à extraire du bruit de fond QCD. La mise en évidence d'un signal dans ce canal dépend grandement des performances du détecteur : une très bonne identification des photons est nécessaire pour rejeter le bruit de fond QCD et éventuellement le bruit de fond $Z \rightarrow e^+e^-$ si m_H est proche de

1. On définit le K-facteur par le rapport $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$, où σ_{LO} est la section efficace calculée à l'ordre des arbres et σ_{NLO} celle calculée en incluant les diagrammes d'ordre supérieur.

m_Z . D'autre part, une excellente résolution angulaire et sur la mesure de l'énergie sont indispensables pour permettre d'observer un pic de masse suffisamment étroit au-dessus du bruit de fond continu $\gamma\gamma$, comme l'illustre la figure 1.12-a.

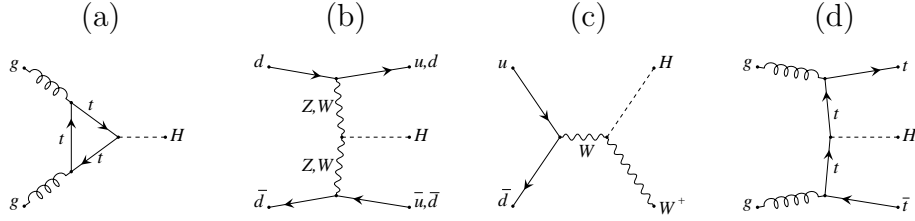


FIG. 1.11 – Exemple de diagrammes de production du boson de Higgs au LHC : fusion de gluon (a), fusion de bosons faibles (b), productions associées avec un boson intermédiaire (c) et une paire de quarks top (d).

Pour un boson de Higgs plus lourd ($m_H > 130 \text{ GeV}/c^2$), le canal le plus important est $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4 \text{ leptons}$ (“canal en or”). Les bruits de fond principaux sont $t\bar{t} \rightarrow 4\ell + \text{jets}$ et $Zb\bar{b} \rightarrow 4\ell + \text{jets}$, dans lesquels certains leptons proviennent de la désintégration semi-leptonique des quarks b. Leur contribution est limitée par des coupures sévères sur l'isolation des leptons et leur paramètre d'impact, ainsi que par une contrainte sur la masse invariante des leptons qui doit être compatible avec la masse du boson Z. Au-delà de $m_H \geq 2m_Z$, les deux bosons Z sont réels et fournissent ainsi une contrainte supplémentaire sur la masse invariante des leptons.

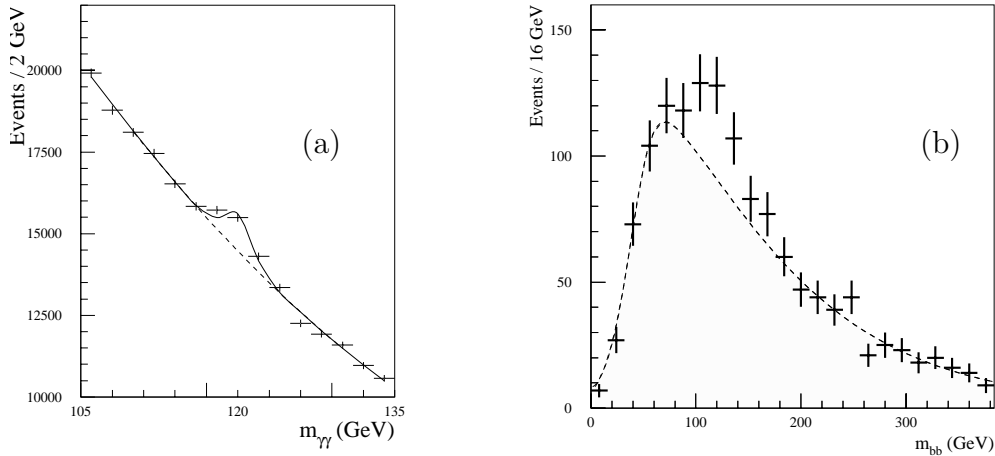


FIG. 1.12 – (a) Signal attendu dans le canal $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ pour un boson de Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$. Le pic de masse signant la présence du boson de Higgs est présenté au dessus du bruit de fond continu irréductible $\gamma\gamma$. (b) Distribution de masse invariante $m_{b\bar{b}}$ dans les événements $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$, pour un boson de Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$. Le signal est visible au-dessus du bruit de fond $t\bar{t}$. Les deux distributions sont normalisées pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} , soit un an de prise de données à haute luminosité.

Entre 160 et 180 GeV/c^2 , l'ouverture du canal de désintégration $H \rightarrow W^+W^-$ réduit le taux d'événements attendu dans $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$ leptons. Au-delà de 180 GeV/c^2 , ce seul canal devient suffisant pour permettre la découverte du boson de Higgs en moins d'un an. Le canal $H \rightarrow WW^{(*)}$, dont le rapport de branchement est supérieur au précédent, est aussi considéré bien que sa recherche soit rendue difficile par la présence des deux neutrinos dans l'état final. La distribution de masse transverse fait apparaître un excès d'événements qui signe la présence du boson de Higgs et permet d'extraire des informations sur sa masse.

Fusion de bosons faibles (VBF)

Il s'agit du second processus le plus important $qq \rightarrow qqH$ (diagramme 1.11-b), et l'un des plus prometteurs [18] dans le domaine de masses [100-160] GeV/c^2 . Bien qu'il ne représente que 20% de la section efficace totale, il offre des caractéristiques permettant une plus large suppression du bruit de fond que la fusion de gluon. Dans ce canal, le boson de Higgs est accompagné de deux jets ayant pour origine les quarks qui ont émis les bosons faibles. Ces jets sont produits près de l'axe du faisceau (ils seront visibles dans les régions "avant" du détecteur), et présentent une séparation angulaire importante (figure 1.13-a). L'activité hadronique dans la région centrale du détecteur est fortement réduite (pas d'échange de couleur dans la voie t), contrairement à ce que l'on peut attendre des événements provenant du bruit de fond QCD.

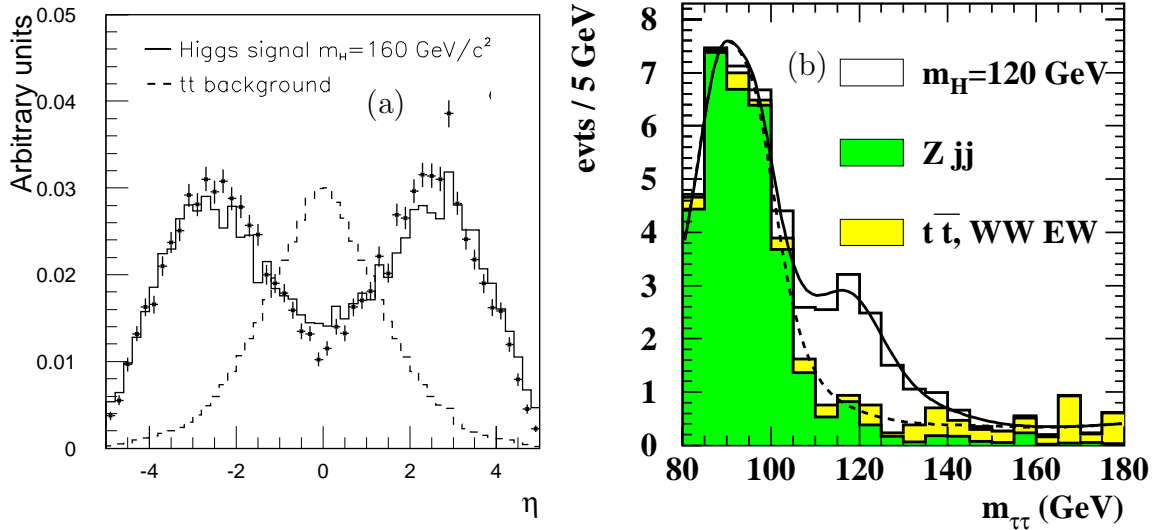


FIG. 1.13 – (a) Séparation en pseudorapidité des jets “avant” dans le signal VBF et le bruit de fond $t\bar{t}$. (b) Signal à 120 GeV/c^2 dans le canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, visible dans la distribution de masse invariante $\tau^+\tau^-$.

L'étiquetage des jets "avant" ainsi que l'utilisation d'un veto sur les jets centraux permettent d'augmenter significativement le rapport signal sur bruit. Les principales désintégrations considérées dans ce canal sont $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $H \rightarrow W^+W^-$. Dans le canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, la masse invariante des deux leptons peut être reconstruite, et permet d'observer le signal au-dessus du bruit de fond (figure 1.13-b). Ces deux états finals augmentent significativement le potentiel de découverte d'ATLAS dans la région de faible masse (figure 1.14), et sont aussi très prometteurs pour la mesure des couplages du boson de Higgs.

Productions associées

Les productions associées WH, ZH et $t\bar{t}H$ peuvent être utilisées essentiellement pour rechercher un boson de Higgs de faible masse ($< 200 \text{ GeV}/c^2$). Les sections efficaces sont faibles, mais ces canaux fournissent des particules supplémentaires (leptons et quarks b provenant du quark top, désintégration leptonique des bosons faibles) qui seront utilisées pour supprimer une grande partie du bruit de fond. Le canal le plus prometteur pour des masses inférieures à $130 \text{ GeV}/c^2$ est $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$. La figure 1.12-b montre la distribution de la masse invariante des paires de jets b restantes après la reconstruction des deux quarks top. Le signal provenant du boson de Higgs est visible au-dessus du bruit de fond $t\bar{t}$, mais les performances de ce canal sont largement dépendantes des capacités d'identification des quarks b. Ceci fait l'objet d'une étude détaillée présentée dans le chapitre 5.

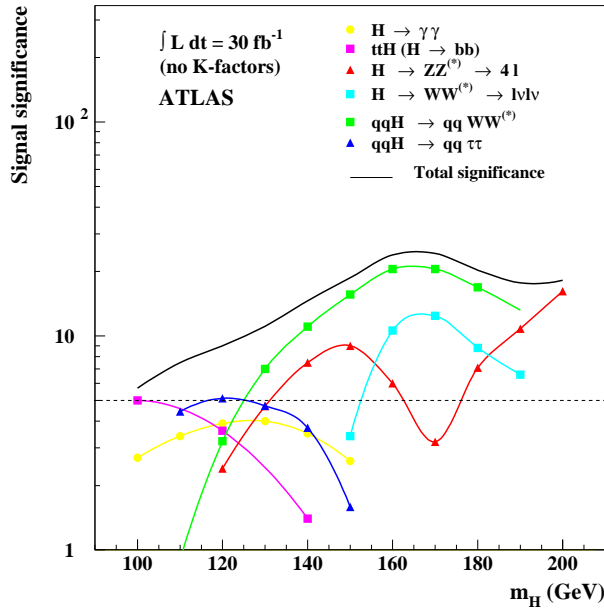


FIG. 1.14 – Potentiel de découverte du boson de Higgs en fonction de sa masse dans l'expérience ATLAS, après trois années de prise de données à basse luminosité [18].

Les contributions de l'ensemble des canaux présentés dans ce paragraphe ont été combinées sur la figure 1.14, qui présente le potentiel de découverte de l'expérience ATLAS en fonction de la masse du boson de Higgs jusqu'à $200 \text{ GeV}/c^2$. Une signification statistique supérieure à 5σ est atteinte sur l'ensemble du domaine de masse avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , qui correspond à trois années de prise de données à basse luminosité ($10 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$). Au-delà de $200 \text{ GeV}/c^2$, la découverte est assurée par le seul canal $gg \rightarrow H \rightarrow 4\ell$.

1.3.3 Mesure des paramètres du boson de Higgs

Jusqu'ici, les potentialités de découverte du boson de Higgs dans ATLAS ont été présentées. Mais la compréhension complète du mécanisme de brisure électrofaible nécessite de déterminer très exactement la nature du couplage entre le boson de Higgs et les particules du modèle standard. En outre, la mesure précise des paramètres tels que la masse, les taux de production et rapports de branchement pourrait permettre de distinguer un boson de Higgs standard ou exotique [15]. Dans certains cas, ces paramètres peuvent aussi donner des indices sur l'existence d'une nouvelle physique au-delà du modèle standard.

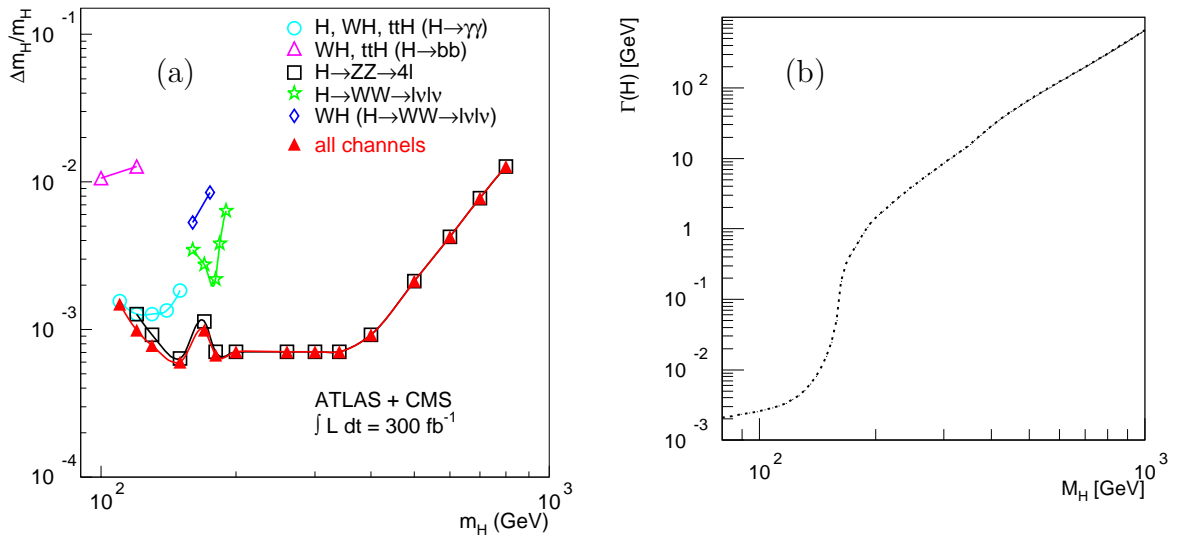


FIG. 1.15 – (a) Précision relative sur la mesure de la masse du boson de Higgs en fonction de sa masse, et pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} . (b) Largeur de désintégration du boson de Higgs (courbe théorique).

Masse

La source d'incertitude la plus importante pour la mesure de la masse du boson de Higgs provient de la connaissance de l'échelle d'énergie absolue du calorimètre électromagnétique. Les deux canaux les plus importants pour la détermination de la masse, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, en sont largement dépendants. Dans l'hypothèse

où cette échelle d'énergie est connue à 0.1%, la masse du boson de Higgs pourra être déterminée avec une précision de 0.1% jusqu'à $400 \text{ GeV}/c^2$. Au-delà de $400 \text{ GeV}/c^2$, la précision est limitée par la plus grande largeur de désintégration du boson de Higgs (figure 1.15-b) et l'augmentation des erreurs statistiques. Une précision de 1% pourra être atteinte dans cette région. Ces résultats sont résumés sur la figure 1.15-a.

Section efficace de production

La mesure du taux de production du boson de Higgs dans un canal donné fournit une mesure de la section efficace multipliée par le taux de branchement. Ces mesures ont pour principal objectif de déterminer si le boson de Higgs découvert est "standard" ou exotique. Par exemple, certains modèles qui supposent l'existence de dimensions supplémentaires [19] prédisent l'existence d'un nouveau boson scalaire, le *radion*, qui se mélange au boson de Higgs et modifie ses rapports de branchement.

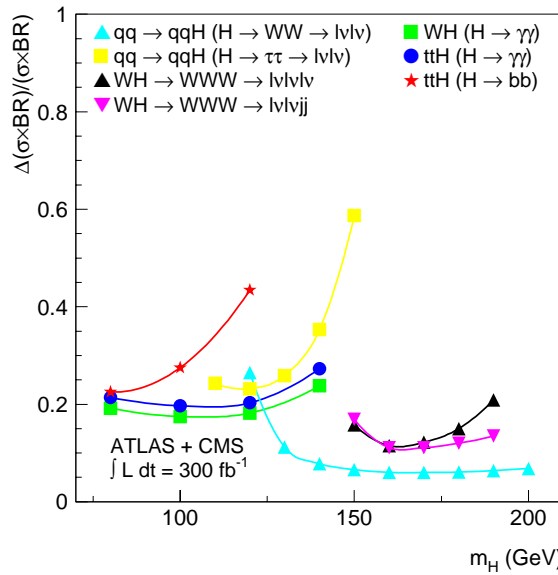


FIG. 1.16 – Précision relative sur la mesure du taux de production du boson de Higgs ($\sigma \times BR$) en fonction de m_H pour différents canaux. Les résultats sont combinés pour ATLAS et CMS, et correspondent à une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} . La luminosité est supposée connue avec une précision de 10%.

Les erreurs systématiques sur la mesure des sections efficaces proviennent surtout de la mauvaise détermination de la luminosité, évaluée à 5% dans le cas le plus optimiste et 10% dans des études plus prudentes. Une autre source d'erreur systématique provient de la soustraction du bruit de fond. Par exemple, dans la production associée $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$, cette erreur est estimée à environ 10%. La précision de mesure sur la section efficace est présentée sur la figure 1.16 pour les principaux canaux de recherche du boson de Higgs.

Couplages et rapports de branchement

Lorsque le taux de production du boson de Higgs dans un canal donné est mesuré, la connaissance théorique précise de la section efficace permet d'extraire une mesure du rapport de branchement correspondant au canal étudié [20]. Sans ces prédictions théoriques, il est toutefois possible de mesurer les rapports de différents couplages. Ces rapports permettent de s'affranchir des incertitudes théoriques ou expérimentales (erreurs systématiques sur la luminosité, la calibration...) et de contraindre les couplages du boson de Higgs aux fermions et aux bosons de jauge du modèle standard.

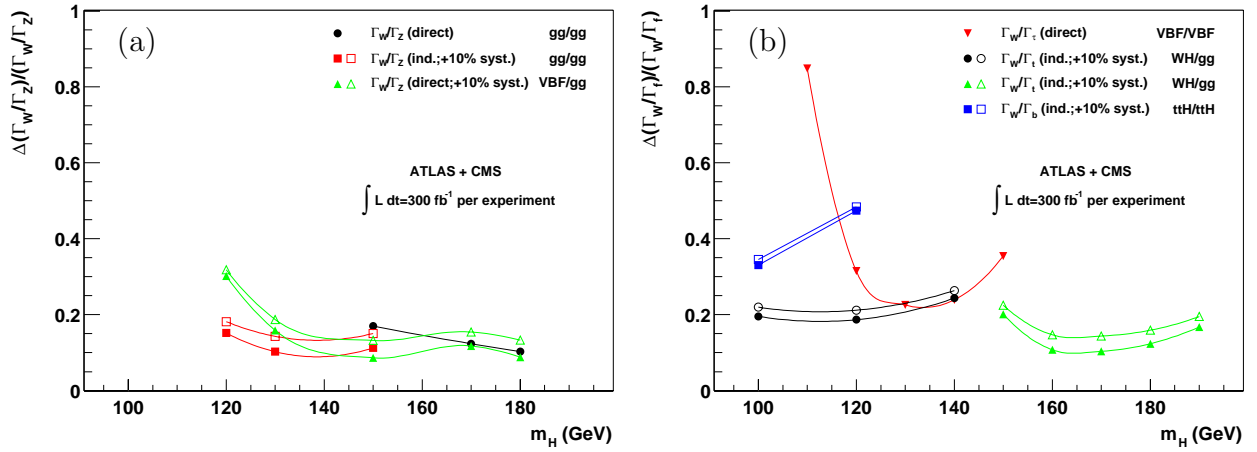


FIG. 1.17 – Précision relative sur la mesure du rapport des couplages du boson de Higgs aux bosons de jauge (a) et aux fermions du modèle standard (b). Les résultats sont combinés pour ATLAS et CMS, et correspondent à une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} . Les symboles pleins (resp. vides) correspondent à une erreur systématique sur la luminosité intégrée de 5% (resp. 10%).

Les études réalisées jusqu'à présent [15, 21] montrent que le rapport des couplages du boson de Higgs aux bosons faibles W et Z peut être mesuré avec une précision de l'ordre de 10% sur l'ensemble du domaine de masse 120-180 GeV/c^2 (figure 1.17-a). Ces résultats sont obtenus en utilisant les couplages "directs", c'est à dire provenant de la désintégration du boson de Higgs ($gg \rightarrow H \rightarrow WW^{(*)}, ZZ^{(*)}$), et les couplages indirects, mesurés dans le processus de fusion de bosons faibles ($qq \rightarrow VV \rightarrow H$).

La détermination du couplage du boson de Higgs aux fermions (couplage de Yukawa) est en revanche beaucoup plus difficile. Seuls le quark top, le quark b et le lepton τ , fermions les plus massifs et les plus aisément identifiables, peuvent être utilisés. En particulier, la mesure du couplage de Yukawa entre le boson de Higgs et le quark top n'est accessible que sur un domaine de masse très limité (entre 80 et 120 GeV/c^2), dans le canal $t\bar{t}H, H \rightarrow b\bar{b}$. Une étude de faisabilité de cette mesure

dans le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$ a été réalisée, et est présentée au chapitre 6. Ce canal permettrait de couvrir un domaine de masse plus étendu, jusqu'à $200 \text{ GeV}/c^2$. D'autres analyses sont actuellement en cours pour évaluer les potentialités du canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$.

1.4 Recherche de nouvelle physique au LHC

Bien que l'ensemble des résultats recueillis dans les différentes expériences menées auprès des accélérateurs montre un très bon accord avec les prédictions du modèle standard, celui-ci reste assez peu satisfaisant d'un point de vue théorique. Le but de cette dernière partie est de présenter succinctement quelques exemples de nouvelle physique et de signatures accessibles au LHC. La revue est loin d'être exhaustive, et de plus amples informations peuvent être trouvées dans [15].

Le premier problème du modèle standard est connu sous le nom de *naturalité*. Le calcul des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs fait apparaître une contribution quadratiquement divergente, qui provient des diagrammes présentés sur la figure 1.18. Pour conserver une masse de boson de Higgs inférieure au TeV/c^2 , il est nécessaire d'ajuster la masse nue sur 16 ordres de grandeur, et ce à tous les ordres du développement perturbatif.

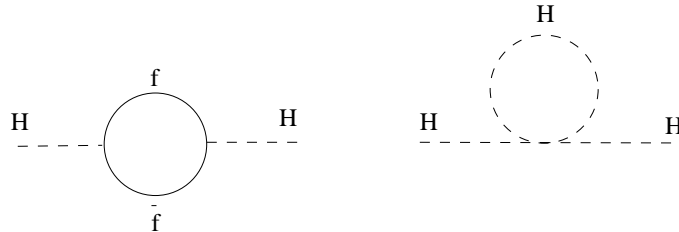


FIG. 1.18 – Exemple de contributions quadratiquement divergentes à la masse du boson de Higgs.

Le modèle standard présente plusieurs autres faiblesses : il contient 19 paramètres libres (masses des fermions, constantes de couplage, angles de mélange et phase de la matrice CKM, paramètre de violation CP dans l'interaction forte, m_H , v), n'explique pas le nombre de générations de fermions observé ni la quantification de la charge électrique, et ne permet pas de décrire l'interaction gravitationnelle.

GUT

Une première étape pour aller au-delà du modèle standard serait d'unifier les trois interactions en une seule symétrie, pour ne garder qu'une constante de couplage (Théorie de Grande Unification ou GUT). Pour cela, il est nécessaire que ces différentes constantes convergent vers une même valeur à l'échelle de Grande Unification, ce qui n'est pas le cas dans le modèle standard, comme l'illustre la

figure 1.19-a. D'autre part, cette échelle GUT est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle de brisure électrofaible, et il est difficile de concilier deux échelles aussi différentes. En particulier, si un ajustement fin est réalisé à un ordre donné de la théorie des perturbations, il est détruit à l'ordre suivant. Il s'agit du problème de *hiérarchie*.

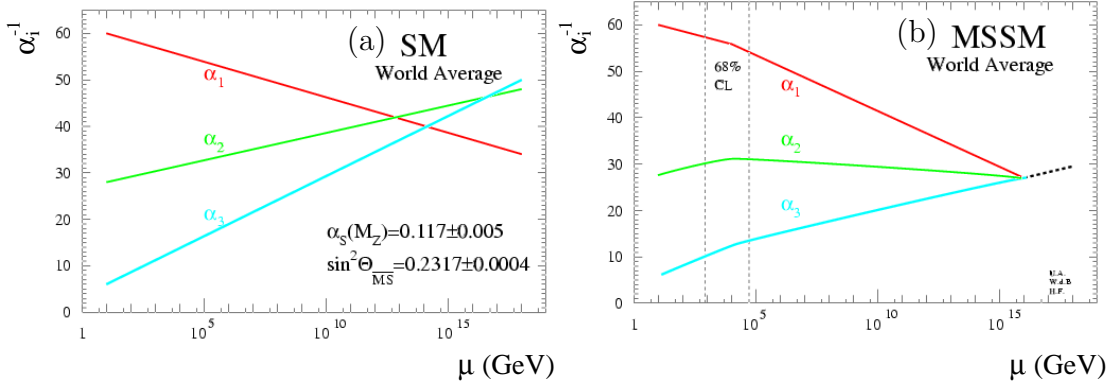


FIG. 1.19 – Evolution de l'inverse des constantes de couplage en fonction de l'énergie dans le modèle standard (a) et le Modèle SuperSYmétrique Minimal (b).

SUSY

L'un des modèles les plus en vue actuellement pour pallier aux insuffisances du modèle standard est fondé sur la SuperSYmétrie (SUSY). Il suppose l'existence d'une symétrie entre fermions et bosons, qui associe à chaque particule de spin j un super-partenaire de spin $j \pm 1/2$ et de masse identique. Ce modèle résout le problème de naturalité exposé précédemment: les diagrammes supplémentaires qui font intervenir les partenaires supersymétriques annulent exactement les contributions divergentes. Il présente plusieurs autres intérêts: l'unification des constantes de couplage devient possible à grande échelle (figure 1.19-b), et si l'on construit une théorie supersymétrique qui soit aussi invariante de jauge locale, elle inclut naturellement la gravitation. Les partenaires supersymétriques n'ayant pas encore été observés, la supersymétrie doit être brisée pour induire une différence de masse entre particules du modèle standard et superpartenaires. La nature précise de ce mécanisme de brisure est pour l'instant inconnue, mais il existe de nombreux modèles susceptibles de fournir une explication (modèles mSUGRA, Gauge Mediated SUSY Breaking, Anomaly Mediated SUSY Breaking... [22]).

Les particules du modèle standard et particules supersymétriques peuvent être distinguées par un nouveau nombre quantique multiplicatif, la R-parité :

$$R = (-1)^{3B+L+2S}$$

où B , L et S sont respectivement les nombres baryonique, leptonique et le spin. Ce nombre vaut +1 pour les particules du modèle standard et -1 pour les partenaires supersymétriques.

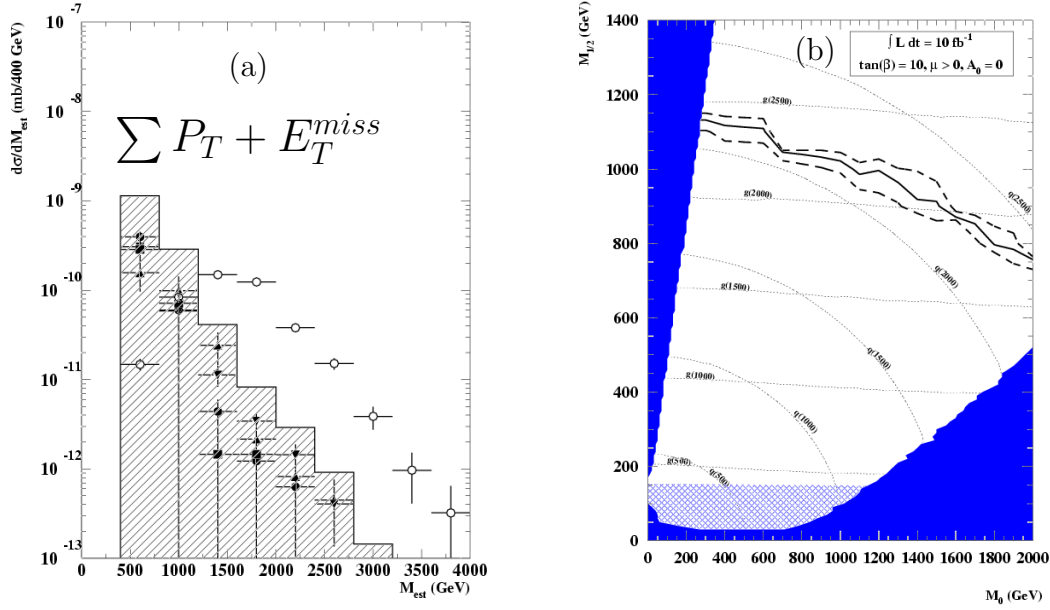


FIG. 1.20 – (a) Distribution de masse effective pour un signal SUSY (cercles vides) dans ATLAS (*mSUGRA* point 5, $m_0 = 100 \text{ GeV}/c^2$, $m_{1/2} = 300 \text{ GeV}/c^2$, $\mu > 0$, $A_0 = 300 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta = 2.1$). L'histogramme représente la somme des bruits de fond du modèle standard: $t\bar{t}$ (cercles pleins), W +jets (triangles), Z +jets (triangles inversés) et QCD (carrés). (b) Potentiel de découverte à 5σ des squarks et gluinos pour le canal inclusif jets + E_T^{miss} dans le plan m_0 - $m_{1/2}$ (modèles *mSUGRA*, $\tan(\beta)=10$, $\mu > 0$, $A_0=0$). Les régions sombres sont exclues par la théorie, les régions hachurées sont exclues par les expériences.

Dans l'hypothèse de conservation de la R-parité, les particules supersymétriques sont produites par paire, et la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable. Dans ce cadre, la production de particules supersymétriques est suivie de cascades de désintégrations menant à la LSP, généralement stable et interagissant faiblement. La principale signature de la SUSY sera une importante énergie manquante, associée à des jets et/ou des leptons. Deux types de recherches seront menées au LHC: les recherches inclusives [22] et les recherches directes [23], permettant de déterminer les masses des particules supersymétriques. Un exemple de recherche inclusive est présenté sur la figure 1.20-a, qui montre la distribution de la variable $\sum P_T + E_T^{\text{miss}}$. Le signal supersymétrique est aisément observable au-dessus des processus du modèle standard. A partir de ce signal, il est possible de poser des limites sur les masses des particules supersymétriques. La figure 1.20-b montre qu'avec 10 fb^{-1} , soit une année de prise de données dans ATLAS à basse luminosité, la découverte des squarks ou des gluinos est possible jusqu'à des masses de $2 \text{ TeV}/c^2$.

La figure 1.21 présente un exemple de recherche directe de particules supersymétriques dans le canal leptonique. La production de paires de LSP, qui échappent à la détection, empêche de reconstruire un pic de masse, mais la distribution de masse invariante des dileptons présente des coupures cinématiques sensibles aux masses des particules initiales. Sur la figure, deux coupures sont visibles dans le spectre de masse, et correspondent aux désintégrations à deux et trois corps du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$.

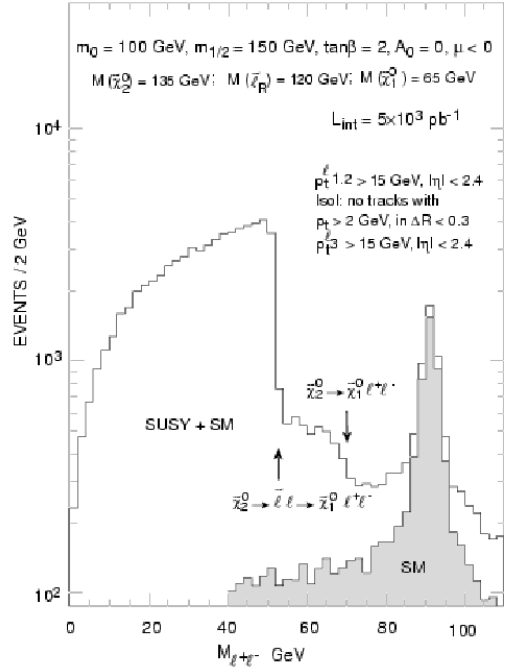


FIG. 1.21 – Masse invariante des dileptons pour des événements générés dans le modèle $mSUGRA$ avec $m_0 = 100 \text{ GeV}/c^2$, $m_{1/2} = 150 \text{ GeV}/c^2$, $\mu < 0$, $A_0 = 0$, $\tan \beta = 2$.

Dimensions supplémentaires

Parmi les nombreuses théories susceptibles de pallier aux manques du modèle standard, celles faisant appel à des dimensions supplémentaires permettent de “résoudre” le problème de hiérarchie, et présentent l’avantage d’introduire très peu de nouvelles particules. Les plus connues sont celles de Randall-Sundrum [24] et Arkani-Dimopoulos-Dvali (ADD)[25].

Dans le cadre des modèles ADD, l’échelle d’énergie fondamentale pour laquelle la gravitation est unifiée aux autres interactions est très proche de l’échelle d’énergie électrofaible. Cette échelle d’énergie fondamentale M_D est reliée à l’échelle de Planck par la relation :

$$M_{Pl}^2 \propto r^\delta M_D^{\delta+2}$$

où δ est le nombre de dimensions supplémentaires et r leur taille caractéristique. Le vecteur de la gravitation, le graviton, est autorisé à se déplacer dans toutes les dimensions spatiales, tandis que les particules du modèle standard sont confinées dans les trois dimensions usuelles. Cette hypothèse permet d’expliquer l’apparente faiblesse de la gravitation à notre échelle. D’autre part, la composante de l’impulsion des gravitons dans les dimensions supplémentaires est quantifiée. Dans le monde “standard”, cette composante invisible se traduit par l’existence d’une infinité d’états de masse (états de Kaluza-Klein), qui couplent aux particules du modèle standard. Les productions directes de gravitons seront accessibles au LHC [26]. Un exemple de signature recherchée dans ATLAS et attendue dans le canal $\text{jet} + E_T^{\text{miss}}$ est présenté sur la figure 1.22-a.

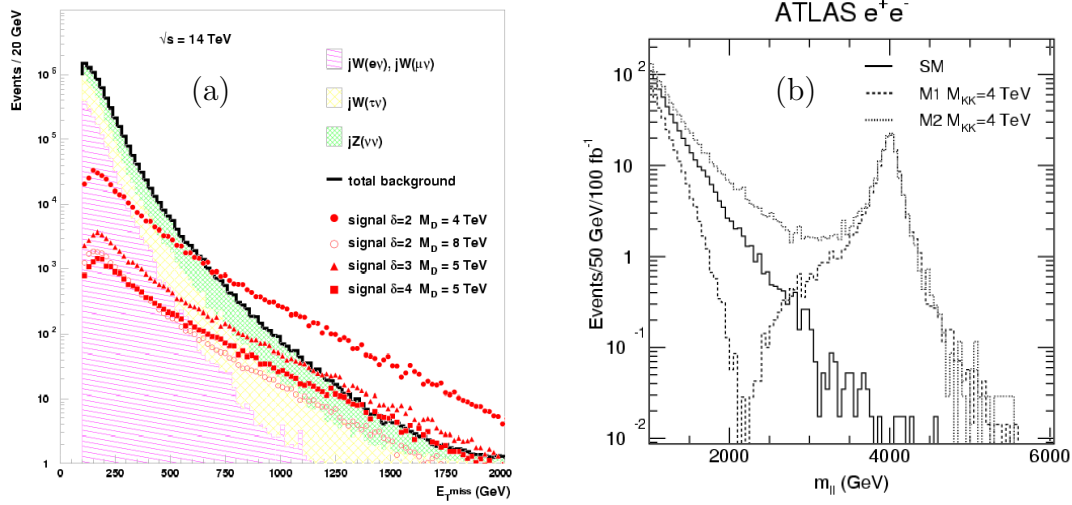


FIG. 1.22 – (a) Distribution de l'énergie transverse manquante attendue dans les événements jets + E_T^{miss} pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . L'histogramme est la somme des processus de bruit de fond provenant du modèle standard, et les points montrent le signal provenant de la production de gravitons. Plusieurs signaux sont présentés, en fonction du nombre de dimensions supplémentaires δ et de l'échelle d'énergie fondamentale M_D . (b) Distribution de la masse invariante des paires e^+e^- dans le modèle standard (trait plein), et pour deux modèles de dimensions supplémentaires (lignes pointillées). L'histogramme est normalisé pour 100 fb^{-1} .

Des variations de ce modèle autorisent les bosons de jauge à se déplacer dans des dimensions transverses de faible rayon de compactification [27]. Un second exemple de signature de l'existence des dimensions supplémentaires est présenté sur la figure 1.22-b: la première excitation de Kaluza-Klein du boson Z est visible dans le spectre de masse e^+e^- au-dessus du processus standard Drell-Yan. Selon les modèles, les excitations suivantes interfèrent de manière constructive ou destructive et donnent une déviation dans la distribution de masse invariante e^+e^- par rapport aux prédictions attendues pour le processus Drell-Yan seul.

Conclusion

Les principaux enjeux du LHC seront la découverte du boson de Higgs et la recherche de physique au-delà du modèle standard. Les quelques exemples présentés montrent une très grande variété de signatures. L'exploration systématique des différents canaux, l'optimisation du potentiel de découverte et la précision attendue sur les mesures des différents paramètres dans l'environnement difficile du LHC ont déterminé les choix technologiques lors de la conception du détecteur ATLAS. Le chapitre suivant présente les caractéristiques du collisionneur LHC et la description du détecteur ATLAS.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Le LHC

Le LHC [28] est un collisionneur proton-proton actuellement en construction dans le tunnel de 27 km de circonférence qui a abrité le LEP jusqu'en décembre 2000. Le but de ce projet est de fournir aux physiciens un outil capable de produire un milliard d'interactions par seconde avec une énergie jamais atteinte auparavant.

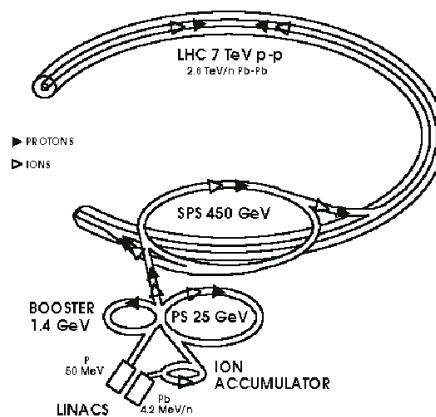


FIG. 2.1 – *Système d'accélérateurs du LHC.*

Chaque faisceau de protons aura une énergie de 7 TeV. L'utilisation des protons en remplacement des électrons du LEP est essentiellement motivée par le fait que dans un anneau de cette taille, les électrons de plus de 100 GeV perdent une trop grande quantité d'énergie par rayonnement synchrotron. La luminosité est également un facteur important, elle détermine le nombre d'événements par seconde : $N \propto \mathcal{L}/s$, où \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse. La luminosité nominale attendue au début du fonctionnement du LHC est de 10 fb^{-1} par an, soit cinq fois plus que celle attendue au TeVatron (Run II : $2 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$). Cette luminosité sera augmentée jusqu'à

100 fb^{-1} après trois années de fonctionnement. Pour parvenir à de telles valeurs, les deux faisceaux seront de même nature, contrairement au choix proton/anti-proton fait pour le TeVatron. La raison principale est qu'il faut environ 300 000 protons pour créer un seul anti-proton, ce qui nécessite d'accumuler pendant plusieurs heures les anti-protons avant de les injecter dans l'accélérateur.

Le système d'accélération du LHC utilisera les anciens dispositifs existant au CERN comme système de préaccélération (figure 2.1). Les protons sont créés à partir d'hydrogène, puis injectés dans le LINAC pour atteindre une énergie de 50 MeV. Ils sont ensuite envoyés dans le BOOSTER, qui les accélère jusqu'à 1.4 GeV, puis successivement dans les deux synchrotrons à protons PS et SPS où ils atteignent respectivement 25 GeV et 450 GeV, avant leur injection dans le LHC, où ils parcourront plusieurs millions de kilomètres dans le tunnel avant d'atteindre leur énergie nominale de 7 TeV. Les caractéristiques des faisceaux sont résumées dans le tableau 2.1.

Circonférence de l'accélérateur	26.7 km
Energie d'injection	450 GeV
Energie par faisceau	7 TeV
Energie perdue par rayonnement à chaque tour	6.7 keV
Champ magnétique d'un dipôle	8.4 Tesla
Luminosité nominale (après 3 ans de fonctionnement)	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Nombre de paquets par faisceau	2835
Nombre de protons par paquet	10^{11}
Intervalle entre deux croisements	25 ns
Distance entre les paquets	7.48 m
Incertitude transverse sur le point de croisement des faisceaux	$15 \mu\text{m}$
Incertitude longitudinale = longueur d'un paquet de protons	5.6 cm

TAB. 2.1 – *Principales caractéristiques des faisceaux de protons du LHC.*

Le temps de vie des faisceaux est estimé à 26,5 heures quand trois régions d'interaction (points de croisement des faisceaux) sont actives. Les principaux processus qui diminuent l'intensité du faisceau sont les suivants :

- Les pertes de particules durant les collisions à chaque croisement
- Les pertes dues aux interactions faisceau-faisceau : les particules de l'un des faisceaux sont soumises à des champs non-linéaires créés par les particules du faisceau opposé. Ces champs tendent à extraire les protons hors du faisceau.
- Les diffusions des particules du faisceau sur le gaz résiduel. Malgré le vide très poussé qui règne à l'intérieur de la chambre à vide ($\sim 2 \cdot 10^{-9}$ Torr), la quantité de gaz résiduel est suffisante pour interagir avec les faisceaux de protons. De

plus, le rayonnement synchrotron des protons induit un réchauffement, qui provoque la libération de gaz adsorbés dans les matériaux dont sont constitués les parois du tunnel.

- Evolution de la taille transverse du faisceau due aux diffusions dans le faisceau lui-même. Ce dernier effet est supposé être parfaitement compensé par la perte d'énergie due au rayonnement synchrotron.

Le remplissage de l'accélérateur se fait en sept minutes, mais l'arrêt du LHC entre chaque "run" est d'environ 2 heures : il est nécessaire de réduire le champ magnétique lors de la première injection pour recevoir les protons provenant du SPS avec une énergie de 450 GeV, pour les accélérer ensuite jusqu'à leur énergie nominale.

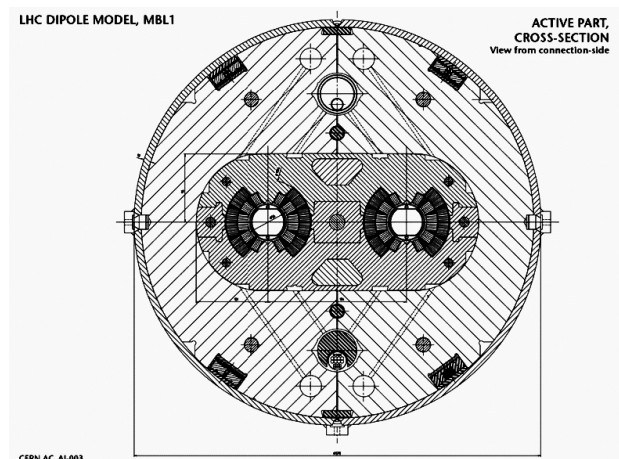


FIG. 2.2 – Vue en coupe d'un dipôle du LHC.

Pour accélérer deux faisceaux de même charge, deux systèmes d'aimants indépendants sur deux anneaux distincts seront utilisés. Pour réduire le coût d'un tel dispositif, un système d'aimants "jumeaux" a été mis en place dans la même structure mécanique et le même cryostat. Une vue en coupe d'un dipôle du LHC est présentée sur la figure 2.2. Pour parvenir à accélérer les protons jusqu' à 7 TeV, les aimants supraconducteurs devront fournir un champ magnétique total de 8.7 Tesla, et fonctionner à une température de 1.9 Kelvin. 1792 dipôles seront installés dans le tunnel, ainsi que 392 quadripôles qui serviront à focaliser le faisceau.

Quatre expériences seront placées sur l'accélérateur (figure 2.3):

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment)[29]: Le LHC permettra d'accélérer des ions lourds (Pb), pour atteindre une énergie de 1250 TeV par nucléon lors des collisions. La densité d'énergie obtenue permettra d'observer la transition de phase de la matière nucléaire vers un plasma de quarks-gluons. L'étude de ce nouvel état de la matière doit permettre de mieux comprendre l'interaction forte et le mécanisme de confinement des quarks.

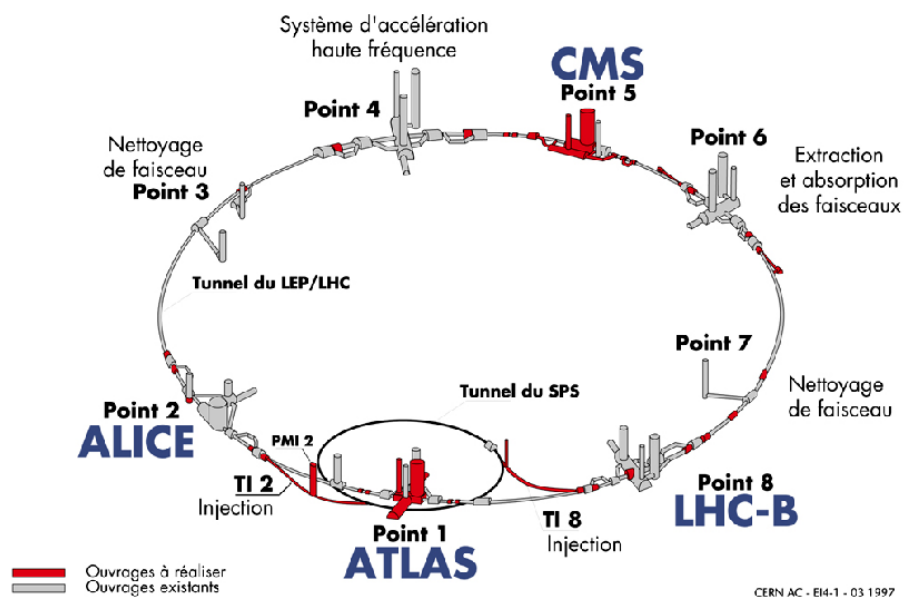


FIG. 2.3 – Vue d'ensemble des ouvrages souterrains du LHC.

- LHC-B [30]: Cette expérience est dédiée à l'étude de la violation CP (Charge/Parité) et l'asymétrie matière/anti-matière dans le système des hadrons beaux.
- CMS (Compact Muon Solénoïde) [31] et ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)[32]. Ces deux expériences dites "généralistes" ont été conçues pour couvrir un large éventail d'études physiques, en particulier la recherche du boson de Higgs et de phénomènes au-delà du modèle standard.

2.2 Le détecteur ATLAS

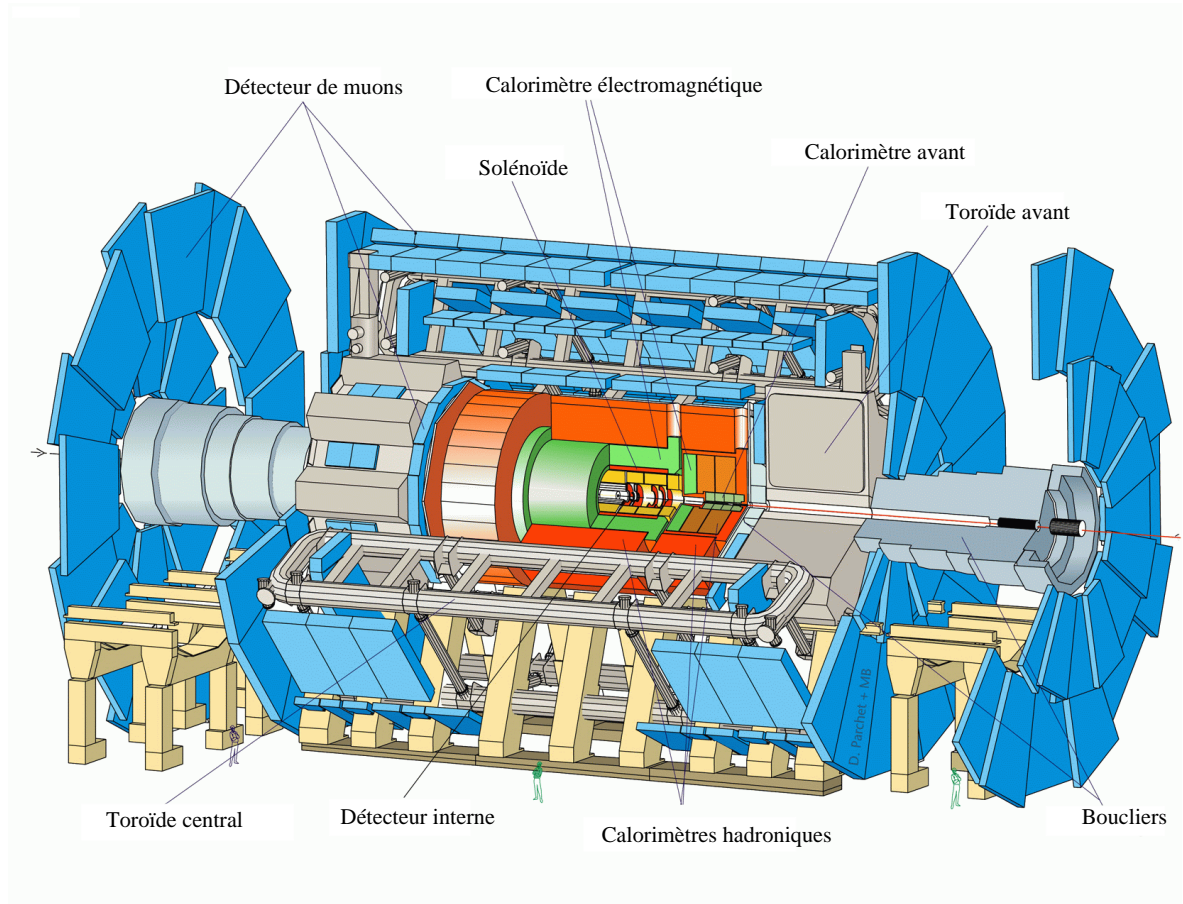


FIG. 2.4 – *Le détecteur ATLAS.*

ATLAS (figure 2.4) est le plus grand des quatre détecteurs qui seront installés au LHC. Les différents sous-détecteurs sont agencés pour former un cylindre de 44 m de long et 22 m de haut autour de l'axe des faisceaux. En partant du centre, on rencontre successivement:

- **Le détecteur interne**, entouré d'une bobine supraconductrice qui délivre un champ magnétique axial de 2 Tesla. Il est utilisé pour reconstruire les trajectoires des particules chargées, et déterminer leur impulsion à partir de la courbure des trajectoires dans le champ magnétique. Il sera décrit dans la section 2.2.1.
- **Les calorimètres** permettent d'identifier les électrons, photons et jets hadroniques, et de mesurer leur énergie. Il existe trois calorimètres différents dans ATLAS, qui seront décrits dans la section 2.2.2.
- **Le détecteur de muons**. La particularité d'ATLAS est de posséder un système d'aimants spécifiques associé à ce détecteur, pour obtenir une courbure suffisante de la trajectoire des muons et ainsi mesurer leur impulsion avec précision sur un large domaine de pseudorapacité. Le détecteur de muon sera présenté dans la section 2.2.3.

Le poids du détecteur complet est voisin de 7000 tonnes. La conception de ce détecteur est basée sur l'optimisation des performances pour la recherche des signatures spécifiques associées à la production du boson de Higgs et des phénomènes de physique nouveaux.

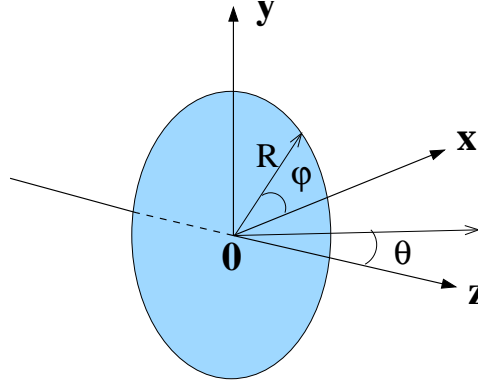
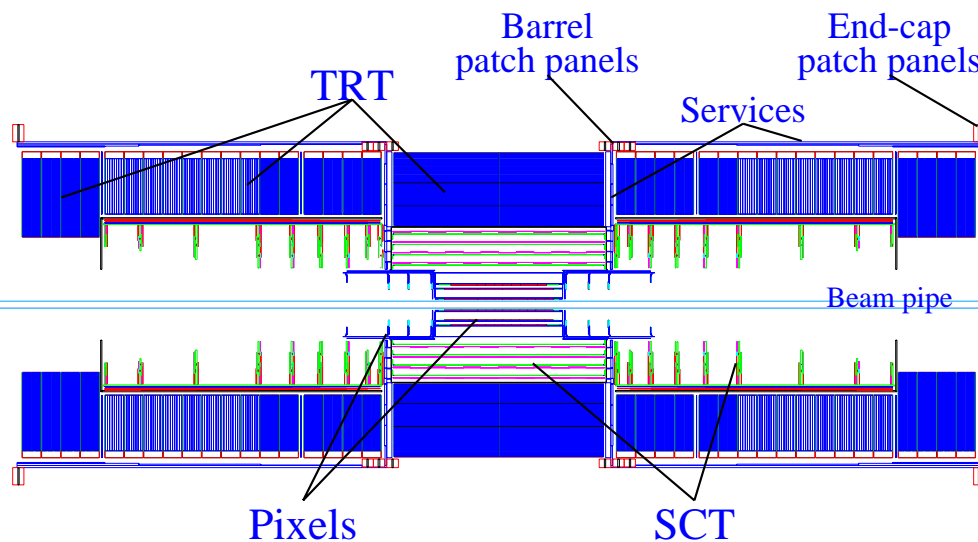


FIG. 2.5 – *Système de coordonnées utilisé dans ATLAS.*

La figure 2.5 présente le système de coordonnées utilisé dans ATLAS. La direction Oz est celle des faisceaux. L'angle ϕ est mesuré à partir de l'axe Ox dans le plan transverse, et l'angle θ est repéré par rapport à l'axe Oz . On utilise la quantité $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$, appelée pseudorapidité, et qui permet d'exprimer les séparations angulaires $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ de manière à ce qu'elles soient quasi-invariantes sous les transformations de Lorentz (indépendantes du “boost”).

2.2.1 Détecteur interne

Le détecteur interne [33] permettra de reconstruire les traces des particules chargées d'impulsion transverse p_T supérieure à 0.5 GeV/ c dans la région de pseudorapidité $\eta \in [-2.5; 2.5]$, d'étiqueter les jets issus de quarks b et de reconstruire les vertex des désintégrations secondaires. Pour parvenir à ces résultats, ce détecteur est scindé en deux parties (figure 2.6) : les détecteurs les plus internes (pixels et SCT) utilisent la technologie des semi-conducteurs et fournissent un nombre limité de points de mesure d'une très grande précision. Le trajectographe (TRT) donne un suivi des traces quasi-continu grâce à un grand nombre de points de mesure. L'ensemble du détecteur interne est entouré d'un solénoïde supraconducteur qui délivre un champ magnétique de 2 Tesla. La quantité de matière de cet aimant a été minimisée pour éviter que les gerbes électromagnétiques ne soient initiées dans le détecteur interne, ce qui dégraderait les mesures de l'énergie des électrons et des photons.

FIG. 2.6 – *Le détecteur interne d'ATLAS.*

2.2.1.1 Performances requises

Le nombre de points de précision pour chaque trace doit être supérieur ou égal à 5, et le suivi de la trajectoire est assuré avec au moins 36 points supplémentaires dans le TRT. La contrainte est réduite à 25 points pour les zones proches de $|\eta| \sim 2.5$ et les régions de recouvrement. Ces contraintes devront permettre d'obtenir les performances suivantes :

- Résolution sur les impulsions des particules chargées $\frac{\sigma(1/p_T)}{1/p_T} < 0.3$ à 500 GeV/c pour $|\eta| \leq 2$, $\frac{\sigma(1/p_T)}{1/p_T} < 0.5$ pour $|\eta|=2.5$
- Identification des électrons/photons
- Résolution sur la mesure des angles polaires des électrons inférieure à 2 mrad (nécessaire pour la reconstruction d'un pic de masse dans le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$)
- Position du vertex primaire connue avec une précision inférieure au mm dans la direction z (au moins 4 traces chargées issues du vertex)
- Efficacité de reconstruction des traces isolées de $p_T > 5$ GeV/c supérieure à 95%, avec un taux de fausses traces inférieur à 1% du taux de signal
- A basse luminosité, la reconstruction des électrons de plus de 7 GeV/c, en incluant l'efficacité de déclenchement et les effets dus au Bremsstrahlung doit être de 90%. A haute luminosité, les électrons de plus de 1 GeV/c devront être reconstruits avec une efficacité de 70% minimum

2.2.1.2 Détecteur à pixels

Le rôle du détecteur à pixels [34] est de fournir des informations précises sur la trajectoire des particules à proximité du point d'interaction. Il doit permettre de reconstruire les vertex secondaires avec précision, d'obtenir une excellente identification des quarks b et fournir des informations utilisables par le système de déclenchement pour sélectionner les événements de physique intéressants.

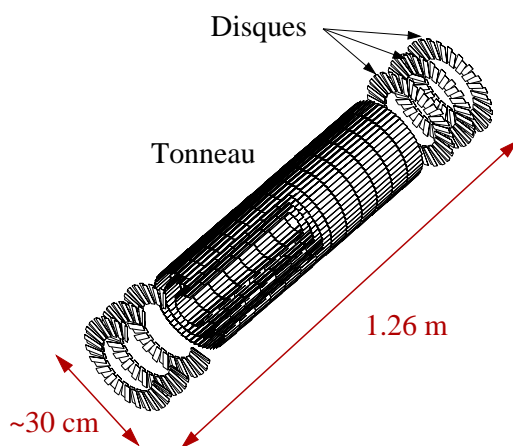


FIG. 2.7 – *Le détecteur à pixels d'ATLAS.*

Du fait de sa position très proche du faisceau, ce détecteur est soumis à un niveau de radiations élevé, qui pose de nombreuses contraintes pour lui conférer un temps de vie suffisant. L'ensemble de ces exigences requière les caractéristiques suivantes :

- Fournir au moins 3 points de mesure sur l'ensemble du domaine $\eta \in [-2.5, 2.5]$.
- Utiliser une taille de pixel la plus petite possible pour une très bonne résolution spatiale.
- Placer la première couche de pixels le plus près possible du faisceau.
- Minimiser la quantité de matière pour ne pas dégrader les performances des détecteurs suivants.
- Utiliser des matériaux résistants aux radiations.

Principe de détection

L'élément de base de la géométrie du détecteur à pixels est un module de dimensions $6.24 \times 2.44 \text{ cm}^2$. Il est constitué de deux parties:

- Un plan de silicium (le milieu détecteur), de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur, sur lequel sont implantées des cellules de lectures indépendantes (les pixels). Chaque pixel couvre une zone de $400 \times 50 \mu\text{m}^2$.
- Le cristal de silicium est connecté grâce à des microbilles à l'électronique de lecture. Celle-ci contient 16 puces et un processeur (MCC) permettant le contrôle et l'acheminement des données vers l'extérieur, via un câble en kapton.

Le cristal de silicium est une diode constituée par la jonction de deux matériaux semi-conducteurs et soumise à une différence de potentiel. Lors du passage des particules, des charges d'ionisation sont créées et dérivent dans le substrat sous l'effet du champ électrique pour être collectées par l'électronique. Le schéma d'un module est présenté sur la figure 2.8.

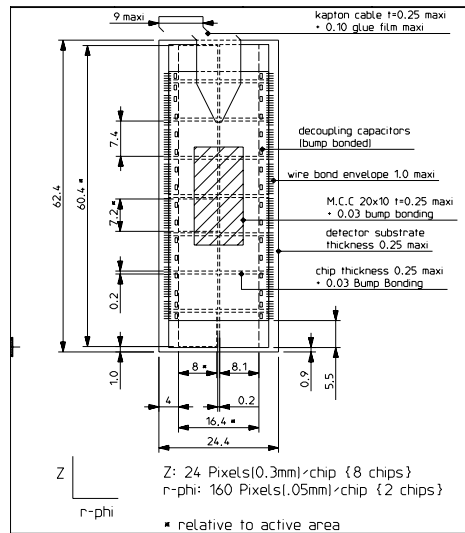


FIG. 2.8 – Schéma d'un module du tonneau du détecteur à pixels.

Géométrie

Le tonneau du détecteur à pixels est constitué de 3 couches cylindriques de modules. Ces modules sont montés sur des échelles de carbone (13 modules par échelle), qui servent également à acheminer le liquide de refroidissement et évacuer la chaleur produite par l'électronique. Le module central est parallèle à l'axe z , et positionné à un rayon inférieur de 0.06 cm par rapport aux autres modules de la même couche. Les autres modules sont inclinés d'un angle $dR/dz=1$ pour permettre un léger chevauchement ($\sim 300 \mu\text{m}$) et garantir l'herméticité du détecteur. Les échelles sont inclinées dans le plan $R-\phi$ d'un angle de 20 degrés. Cet angle permet le recouvrement des modules pour une meilleure herméticité, et de répartir sur plusieurs pixels la charge créée lors du passage d'une particule. L'information de cette charge partagée permet d'améliorer la résolution. Une étude détaillée de la couverture angulaire du détecteur à pixels sera présentée dans le chapitre suivant.

couche	R(cm)	Demi-longueur active(cm)	Nb de modules en z	Nb d'échelles en R- ϕ	Angle
couche B	5.05	40.0708	13	22	-20.0
couche 1	8.85	40.0708	13	38	-20.0
couche 2	12.25	40.0708	13	52	-20.0

TAB. 2.2 – Caractéristiques des 3 couches du tonneau du détecteur à pixels.

La figure 2.9 montre une coupe transversale du tonneau. La couche la plus interne est nommée “couche B”, les deux suivantes sont les couches 1 et 2 dans le sens des rayons croissants. Le rayon d’une couche est défini par la position du centre de ses modules. Le tableau 2.2 présente pour chacune des trois couches le rayon, les demi-longueurs actives des modules, les angles d’inclinaison des modules et le nombre de modules par couche.

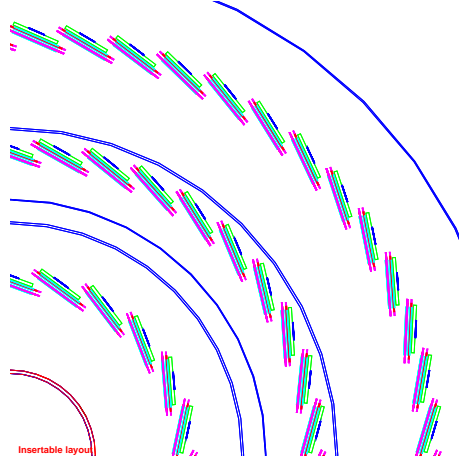


FIG. 2.9 – Coupe transversale du tonneau, entre $z=0.0$ et $z=3.15$ cm.

De chaque côté du tonneau se trouvent trois disques qui complètent l’acceptance du détecteur à grand η . Ces disques sont constitués de deux roues (interne et externe). Les modules sont positionnés sur deux anneaux (de chaque côté des roues) espacés de 0.6 cm en z et décalés d’un angle ϕ de 7.5 degrés qui permet un recouvrement partiel des modules. Les caractéristiques principales des disques sont présentées dans le tableau 2.3.

Numéro du disque	position en z (cm)	R_{min} actif	R_{max} actif	Nombre de modules
1	49.5	8.887	14.967	48
2	58.0	8.887	14.967	48
3	65.0	8.887	14.967	48

TAB. 2.3 – Caractéristiques des 3 disques du détecteur à pixels.

2.2.1.3 Détecteur à micro-pistes

Ce détecteur (appelé SCT pour SemiConductor Tracker) est très similaire au détecteur à pixels. Il est constitué de modules de silicium sur lesquels sont implantées des micropistes de 126 mm dans la direction z et de 80 μm de largeur. Il devra fournir en moyenne quatre points de mesure de précision pour chaque trace. La haute granularité de ce détecteur facilitera la recherche des traces. La résolution sur

la mesure de la courbure des traces dans le plan $R\text{-}\phi$, déterminante pour une bonne résolution sur la mesure de l'impulsion, sera inférieure à $20\text{ }\mu\text{m}$. La résolution dans la direction z devra être inférieure au millimètre pour permettre de séparer les vertex multiples dus aux événements de “biais minimum” qui s'ajoutent aux événements physiques intéressants pendant un croisement de faisceau. La configuration choisie pour respecter ces contraintes est présentée sur la figure 2.10. Le tonneau comprend quatre couches, complétées par neuf disques de chaque côté pour couvrir les régions à grand η .

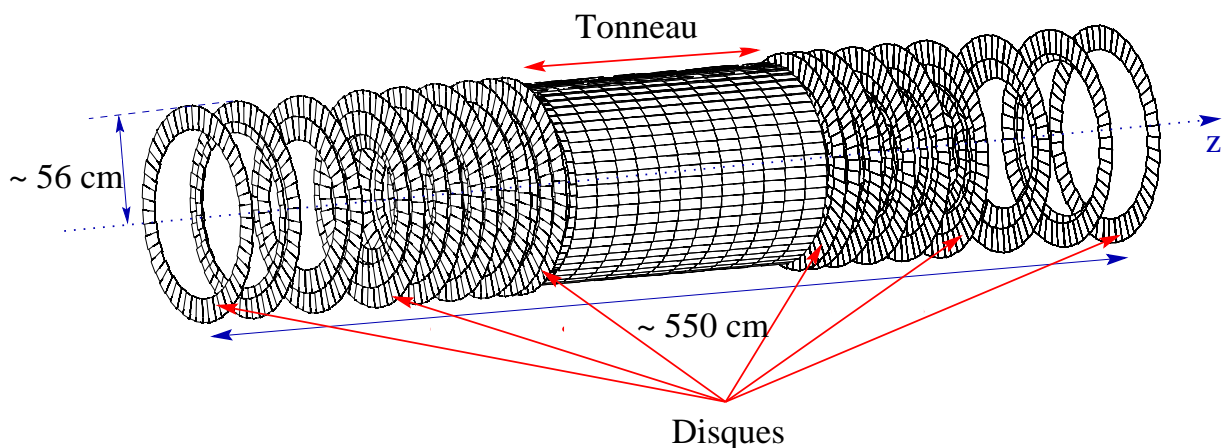


FIG. 2.10 – Détecteur à micro-pistes (SCT).

Dans le tonneau, les modules sont formés de deux plans de silicium de $6 \times 13\text{ cm}^2$ collés dos à dos. Chaque plan est un assemblage de deux détecteurs, décalés d'un très faible angle stéréo de 40 mrad pour améliorer l'information dans la direction z . Cette solution est préférée à celle habituellement adoptée pour ce type de détecteur, où les deux plans sont placés orthogonalement, et qui donnent un trop grand nombre d'ambiguïtés dans les événements de grande multiplicité. Chaque échelle du tonneau comporte 12 modules. Pour assurer l'herméticité, les modules sont positionnés alternativement à $\pm 1\text{ mm}$ du rayon nominal pour permettre un recouvrement dans la direction z , et les échelles sont inclinées d'un angle de 10 degrés en ϕ . Le tableau 2.4 résume les caractéristiques des quatre couches du tonneau.

	Rayon (mm)	Nombre d'échelles
1	300.0	32
2	373.0	40
3	447.0	48
4	520.0	56

TAB. 2.4 – Caractéristiques des couches tonneau du détecteur à micro-pistes.

Les caractéristiques des disques sont présentées dans le tableau 2.5. Chaque disque est construit à partir de deux ou trois couronnes de modules trapézoïdaux (40 ou 50 selon leur position: interne, centrale ou externe). Les couronnes ont un recouvrement de 4 mm dans la direction radiale. La résolution atteinte avec ce détecteur sera de $16 \mu\text{m}$ dans le plan $R-\phi$ et $580 \mu\text{m}$ dans la direction z .

	z(mm)	Rayon (mm) interne/externe (mm)	Nombre de modules (I/M/E)
1	835.0	259-560	40/40/52
2	925.0	336-560	-/40/52
3	1072.0	259-560	40/40/52
4	1260.0	259-560	40/40/52
5	1460.0	259-560	40/40/52
6	1695.0	259-560	40/40/52
7	2135.0	336-560	-/40/52
8	2528.0	401-560	-/40/52
9	2788.0	440-560	-/-/52

TAB. 2.5 – *Caractéristiques des disques du détecteur à micro-pistes.*

2.2.1.4 Trajectographe à radiation de transition

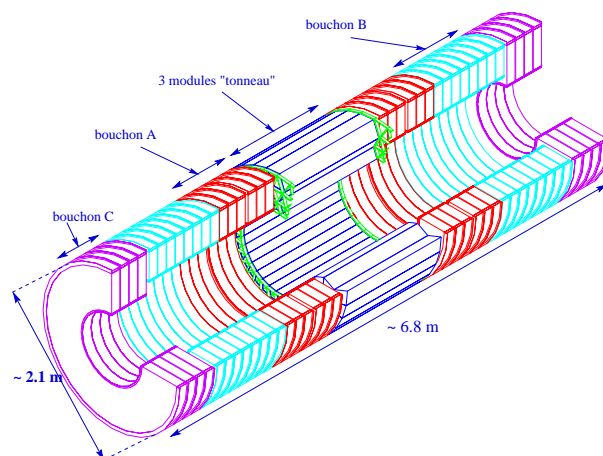


FIG. 2.11 – *Trajectrographe à radiation de transition (TRT).*

Principe de détection

L'élément de base de ce détecteur est un tube de 4 mm de diamètre appelé *paille*, rempli d'un mélange gazeux (Xénon 70 %, CF_4 20 % et CO_2 10 %). Un fil de $30 \mu\text{m}$ de diamètre plaqué d'un alliage or-tungstène est placé au centre du tube. Le

fil et la paroi du tube servent respectivement d'anode et de cathode pour créer un champ électrique. Lors du passage des particules, les charges issues de l'ionisation du gaz dérivent et sont collectées sur l'anode. La figure 2.12 montre le nombre moyen de pailles touchées lors du passage d'une particule chargée en fonction de la pseudorapacité (courbe supérieure). Le déficit autour de $|\eta| = 0.8$ correspond à la zone de transition entre le tonneau et les bouchons A et B. En $|\eta| = 2$, les particules laissent des points de mesure dans les deux types de bouchons, B et C.

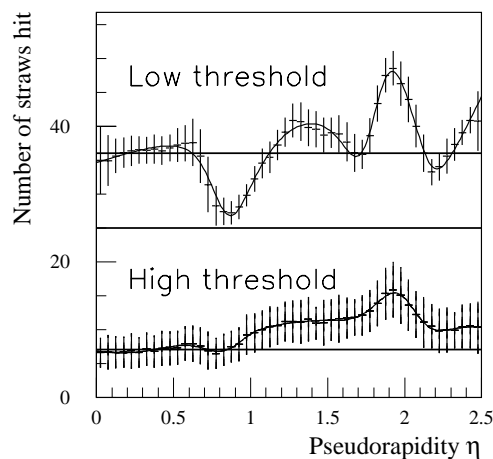


FIG. 2.12 – Nombre moyen de pailles touchées dans le TRT lors du passage d'une particule chargée en fonction de la pseudorapacité. La courbe inférieure donne le nombre moyen de pailles avec un signal important, qui permettent de signer le passage d'un électron de grande impulsion.

Les pailles sont entourées de mousse de polypropylène/polyéthylène qui sert de “radiateur”. Lors de la traversée successive de ces deux types de matériaux de constantes diélectriques différentes, les particules chargées émettent un rayonnement de transition (photons de quelques keV). Ce rayonnement devient important lorsque le facteur $\beta = \frac{E}{m}$, où E est l'énergie de la particule et m sa masse est de l'ordre de 100. A énergie égale, les particules les plus sensibles à cet effet sont celles de plus faible masse, en particulier les électrons. Ce rayonnement est absorbé par le xénon et produit un grand nombre d'électrons secondaires d'ionisation. Les électrons incidents laissent ainsi un signal beaucoup plus important que les autres particules : en moyenne 7 pailles auront un seuil d'énergie très élevé lors du passage d'un électron (courbe inférieure sur la figure 2.12). Cette information supplémentaire complète celle du calorimètre électromagnétique et permet d'améliorer la séparation entre les électrons et les pions.

Géométrie

La figure 2.11 montre une vue schématique du TRT. Il comprend un tonneau contenant des pailles de 150 cm parallèles à l'axe des faisceaux, et deux bouchons

contenant des pailles de 39 à 55 cm de long orientées radialement. Le tonneau est constitué de trois anneaux concentriques de 32 modules, dans lesquels les pailles sont disposées en couches régulièrement espacées de 6.8 mm en moyenne. Le tableau 2.6 donne le nombre de couches et de pailles pour chaque anneau du tonneau.

Anneau	Nombre de couches	Nombre de pailles
1	19	329
2	24	520
3	30	793

TAB. 2.6 – *Caractéristiques des couches tonneau du TRT.*

Dix-huit disques complètent le détecteur de chaque côté du tonneau. L'orientation radiale des pailles donne une information sur les coordonnées z et ϕ . Le grand nombre de points collecté pour chaque trace (36 en moyenne) et l'utilisation du temps de dérive permettent d'obtenir assez simplement les coordonnées manquantes. Les caractéristiques des disques sont présentées dans le tableau 2.7.

Bouchon	Nombre de disques	Nombre de couches	Nombre de pailles/couche
A	6	16	768
B	8	8	768
C	4	16	576

TAB. 2.7 – *Caractéristiques des bouchons du TRT.*

Performances

Le TRT contribue à la précision des mesures d'impulsion dans le détecteur interne, en donnant des points de mesure précis dans le plan de courbure des traces (plan $R - \phi$). La précision moyenne sur ces points doit être proche de $30 \mu\text{m}$, et inférieure à $50 \mu\text{m}$ en incluant toutes les incertitudes systématiques. Le grand nombre de points de mesure fournis par le TRT permet une reconstruction rapide et efficace des traces de $p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$ dans la région $|\eta| < 2.5$. Le TRT contribue également à l'identification des électrons avec le calorimètre électromagnétique. L'identification des électrons au LHC sera considérablement plus difficile que dans les collisionneurs hadroniques actuels, et il a été démontré que la signature des pailles à haut seuil est nécessaire pour identifier un échantillon pur d'électrons isolés dans l'intervalle en p_T 20-40 GeV/c . Cette signature est cruciale pour l'extraction d'un signal $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$, et pour l'identification des électrons de faible impulsion dans les jets b.

2.2.2 Calorimétrie

Les calorimètres [35] sont des éléments déterminants pour de nombreuses recherches, en particulier celles du boson de Higgs et de nouvelle physique. Leurs performances ont été optimisées pour les canaux de découverte “majeurs” $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)}$. Trois types de calorimètres seront installés dans ATLAS : électromagnétique, hadronique et “avant”. La figure 2.13 montre une vue longitudinale du système calorimétrique. Le cryostat central contient le solénoïde du détecteur interne, le pré-échantillonneur et le calorimètre électromagnétique à argon liquide. A l’extérieur se trouve le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes. Le long de l’axe des faisceaux, on trouve successivement les bouchons des calorimètres électromagnétique et hadronique, complétés par un calorimètre spécifique, dit “avant”, qui couvre les régions à très grand η , et qui sont soumises à un taux de radiations élevé. Les caractéristiques de chacun de ces détecteurs sont présentées dans les sections suivantes.

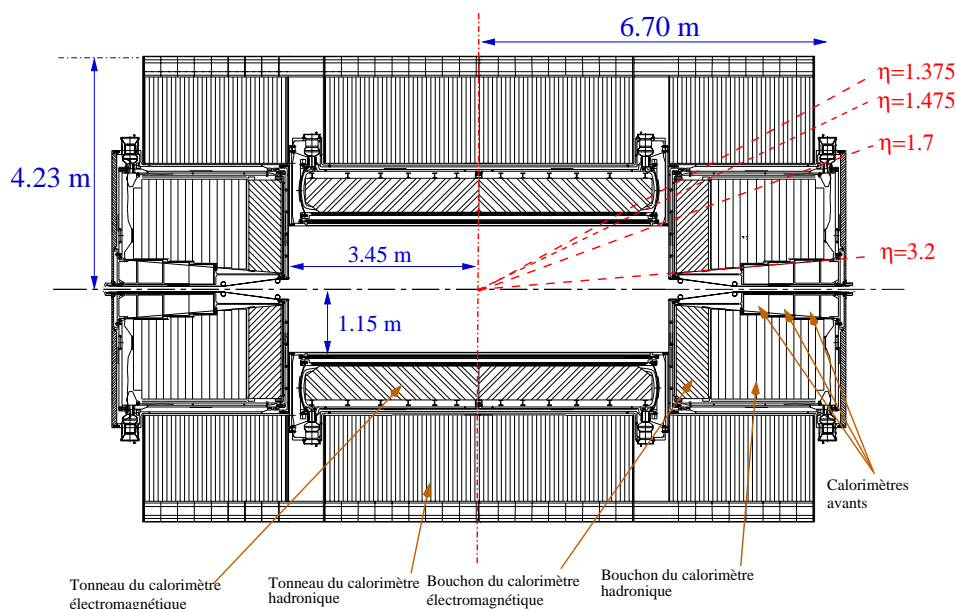


FIG. 2.13 – Coupe transversale du système de calorimétrie.

2.2.2.1 Pré-échantillonneur

Les particules, avant leur arrivée dans le calorimètre, ont déjà traversé une grande quantité de matière : détecteur interne, câbles, aimant supraconducteur, cryostat... La distribution de la quantité de matière exprimée en longueurs de radiation est présentée sur la figure 2.14 en fonction de η . Les pertes d’énergie dues aux interactions secondaires biaisent la réponse des calorimètres. Le pré-échantillonneur, constitué d’une petite couche d’argon liquide (1.1 cm) instrumentée avec des électrodes très finement segmentées, sera placé juste devant les calorimètres. Il permettra d’estimer les pertes d’énergie dans la matière du détecteur interne et ainsi de corriger la réponse des calorimètres.

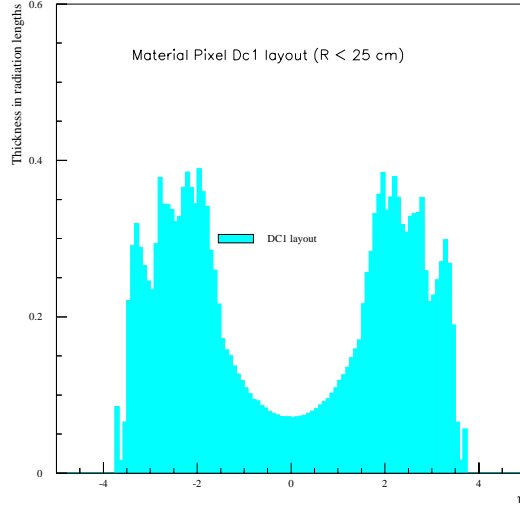


FIG. 2.14 – *Distribution de la quantité de matière dans le détecteur interne exprimée en longueurs de radiation, en fonction de la pseudorapidité.*

2.2.2.2 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer les énergies des électrons et des photons. Il a été optimisé à partir des performances requises pour l'étude des canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$.

Pour le premier canal, les contraintes principales proviennent des bruits de fond γ -jet et jet-jet, dans lesquels des jets de faible impulsion peuvent être confondus avec des photons. L'identification γ /jet est essentiellement basée sur l'étude de la forme des gerbes de particules créées dans le détecteur, et requière une fine segmentation transversale et longitudinale. Cette segmentation fine est également indispensable pour mettre en évidence un signal provenant du boson de Higgs dans la distribution de masse invariante des photons au-dessus du bruit de fond continu irréductible $\gamma\gamma$: la direction des photons doit être déterminée avec une grande précision.

A basse énergie, il est également difficile de faire la distinction entre les électrons et les jets. Le taux d'électrons de $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ produit au LHC est inférieur de cinq ordres de grandeur à celui de la production de jets de même p_T . Une efficacité d'identification de 90% et un facteur de rejet de 10^6 sur les jets seront nécessaires pour observer un signal. Les électrons de faible p_T seront également utilisés pour l'étiquetage des jets b (le taux de désintégration des mésons B en leptons est d'environ 10 %).

Enfin, une importante contrainte provient de la recherche des canaux supersymétriques, dont la majeure partie sera identifiable à partir de l'énergie transverse manquante. Une attention toute particulière a donc été portée à l'herméticité du détecteur.

Pré-échantillonneur			
	Tonneau	Bouchons	
Couverture	$ \eta < 1.52$	$1.5 < \eta < 1.8$	
Granularité	$\Delta\eta \times \Delta\phi$		
	0.025×0.1	0.025×0.1	
ECAL Argon Liquide			
	Tonneau	Bouchons	
Couverture	$ \eta < 1.475$	$1.375 < \eta < 3.2$	
Granularité	$\Delta\eta \times \Delta\phi$		
Compartiment 1	0.003×0.1	0.025×0.1	$1.375 < \eta < 1.5$
		0.003×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
		0.004×0.1	$1.8 < \eta < 2.0$
		0.006×0.1	$2.0 < \eta < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Compartiment 2	0.025×0.25	0.025×0.025	$1.375 < \eta < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Compartiment 3	0.005×0.25	0.05×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$

TAB. 2.8 – *Caractéristiques du calorimètre électromagnétique.*

Principe de détection

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage, formé de couches successives d'absorbeurs et de milieu détecteur instrumenté (argon liquide). Les absorbeurs sont en plomb, et le milieu actif est l'argon liquide dans lequel sont placées des électrodes de cuivre. Le rôle des absorbeurs est de faire perdre aux électrons et aux photons leur énergie. Pour les électrons, deux processus interviennent : des collisions avec les électrons du milieu absorbeur, et l'émission d'un rayonnement de freinage (Bremstrahlung) lors de leur passage dans le champ d'un noyau. Les photons, lors de leur passage dans la matière, se convertissent en une paire électron-positron. La combinaison de ces deux processus donne naissance à des gerbes électromagnétiques, et les particules secondaires produites dans ces gerbes ionisent le milieu actif. Sous l'effet d'une haute tension, les électrons d'ionisation dérivent jusqu'aux électrodes, et le courant collecté est proportionnel à l'énergie de la particule incidente.

Géométrie

La structure géométrique des plaques d'absorbeurs et des électrodes est en accordéon. Elle permet de minimiser les espaces morts entre les modules et de propager rapidement le signal hors du détecteur, limitant ainsi les effets du bruit d'empilement. Le calorimètre électromagnétique comporte un tonneau qui couvre la région $|\eta| < 1.475$, et deux bouchons qui assurent l'herméticité dans la région $1.375 < |\eta| < 3.2$. Les électrodes du tonneau sont divisées en trois compartiments pour obtenir des informations sur le développement longitudinal des gerbes, et la

taille des cellules de lecture varie pour chacun d'eux. En particulier, le premier compartiment est très finement segmenté pour pouvoir distinguer les désintégrations de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et mesurer précisément la direction des photons isolés. Les bouchons sont constitués de deux roues, dont la géométrie est très complexe, la taille des cellules de lecture variant avec η et z pour garder un flux de particules constant et obtenir une réponse en énergie qui soit la plus uniforme possible. Les caractéristiques du pré-échantillonneur et du calorimètre électromagnétique sont résumées dans le tableau 2.8.

HCAL tuiles			
	Tonneau	Extensions	
Couverture	$ \eta < 1.0$	$0.8 < \eta < 1.7$	
Granularité	$\Delta\eta \times \Delta\phi$		
Compartiment 1	0.1×0.1	0.1×0.1	
Compartiment 2	0.1×0.1	0.1×0.1	
Compartiment 3	0.2×0.1	0.2×0.1	
HCAL Argon Liquide			
		Bouchons	
Couverture		$1.5 < \eta < 3.2$	
Granularité	$\Delta\eta \times \Delta\phi$		
		0.1×0.1	$1.5 < \eta < 2.5$
		0.2×0.2	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimètre avant			
		Bouchons	
Couverture		$3.1 < \eta < 4.9$	
Granularité	$\Delta\eta \times \Delta\phi$		
		0.2×0.2	

TAB. 2.9 – *Caractéristiques du calorimètre hadronique et du calorimètre avant.*

2.2.2.3 Calorimètre hadronique

Ce calorimètre permet de mesurer l'énergie des jets de particules hadroniques. La mesure précise de l'énergie et de la direction des jets influe sur de nombreux canaux : détermination de la masse du quark top à $1 \text{ GeV}/c^2$ près, mise en évidence d'une sous-structure pour les quarks, qui doit donner une déviation dans le spectre d'impulsion des jets de haute énergie par rapport aux prédictions du modèle standard, ou encore la recherche d'un boson de Higgs de grande masse dans le canal $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\nu jj$. Pour ce dernier canal, la visibilité du signal dépend de la reconstruction de la masse transverse de l'événement, et donc de la mesure précise de l'énergie manquante.

Dans la région $|\eta| < 1.7$, divisée en un tonneau et deux extensions, les couches d'absorbeurs sont en fer et le milieu détecteur est constitué de tuiles scintillantes placées perpendiculairement à l'axe z . Le passage des particules dans les tuiles excite les atomes, et leur désexcitation se fait par émission d'une lumière de scintillation.

Cette lumière est captée par des fibres optiques qui induisent un décalage de la longueur d’onde, et guident le signal jusqu’à deux photomultiplicateurs situés à chaque extrémité des tuiles.

Deux bouchons couvrent les régions $1.5 < |\eta| < 3.2$. Ils sont construits avec des absorbeurs de cuivre, et le milieu détecteur est l’argon liquide. Le choix du cuivre est motivé par le fait que le taux de particules lourdes émises le long de l’axe du faisceau est très important, et pour pouvoir contenir la totalité des gerbes il est nécessaire de disposer d’un grand nombre de longueurs d’absorption dans un volume compact. Les caractéristiques de ce calorimètre sont présentées dans le tableau 2.9.

2.2.2.4 Calorimètre avant

Un dernier calorimètre dit “avant”, couvre les régions de très grande pseudo-rapacité: $3.1 < |\eta| < 4.9$. Un bloc de cuivre constitue la partie électromagnétique et deux blocs de tungstène sont utilisés pour la partie hadronique. Ces blocs sont percés pour permettre d’y implanter des électrodes qui seront portées à haute tension. L’espace restant autour des électrodes est rempli avec de l’argon liquide qui sert de milieu actif. Ce calorimètre permettra de mesurer l’énergie des jets très proches de l’axe du faisceau (recherche du Higgs dans le canal VBF) et pour la mesure de l’énergie manquante.

2.2.2.5 Résolution en énergie

La précision sur la mesure de l’énergie est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

- Le terme a est appelé terme d’échantillonnage. Il est lié aux fluctuations du nombre de processus primaires détectés, et à la façon dont l’énergie de la particule incidente est convertie en signal. C’est le terme dominant à basse énergie (< 200 GeV).
- b est un terme de bruit lié à l’électronique et aux événements d’empilement.
- c est un terme constant, dominant à haute énergie. Il tient compte des non-uniformités des détecteurs, des pertes d’énergie dues aux gerbes non contenues et de la dégradation des mesures liées à la présence de matière devant le calorimètre.

Ces termes ont été estimés pour chaque type de calorimètre (électromagnétique ou hadronique), et sont résumés dans la table 2.10

Calorimètre	a (%)	b (%)	c (%)
ECAL	10	< 0.5	0.7
HCAL	50	3.0	3.0

TAB. 2.10 – *Résolution en énergie des calorimètres d’ATLAS.*

2.2.3 Spectromètre à muons

Les états finals contenant des muons isolés de grande impulsion transverse sont les signatures les plus propres et les plus robustes pour un grand nombre de canaux de physique, en particulier pour la recherche du boson de Higgs dans le canal à 4 leptons.

Le détecteur de muons [36] d'ATLAS a été conçu pour permettre une mesure précise de l'impulsion des muons sur une large gamme d'énergie et de pseudorapidité. Il est équipé d'un système de déclenchement indépendant des autres sous-détecteurs.

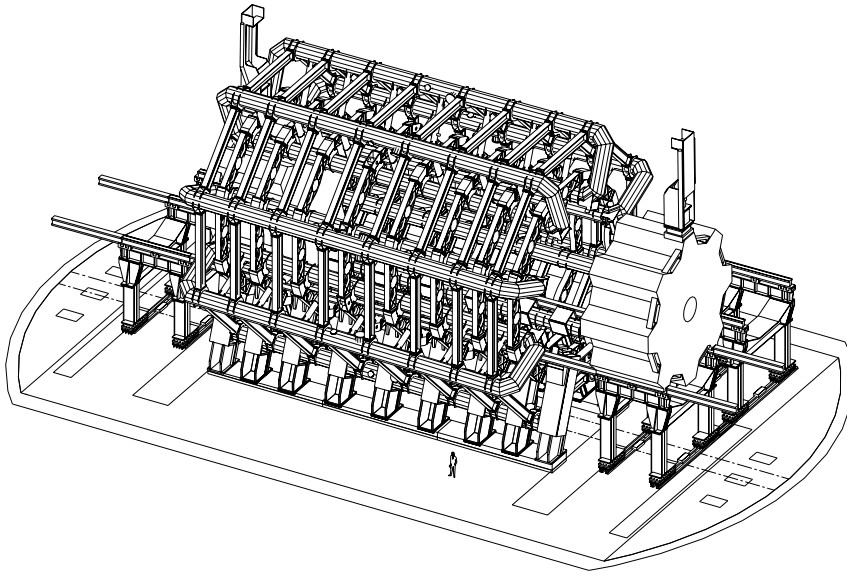


FIG. 2.15 – *Systèmes d'aimants des chambres à muons d'ATLAS.*

Le spectromètre est inséré dans un très grand système d'aimants (figure 2.15) : la courbure des trajectoires des muons est assurée par un système de huit aimants toroïdaux dans le domaine de pseudorapidité $|\eta| \leq 1$, et par deux aimants insérés dans les bouchons du toroïde pour l'intervalle $1.4 \leq |\eta| \leq 2.7$. Dans la région intermédiaire $1.0 \leq |\eta| \leq 1.4$, les champs magnétiques des deux dispositifs sont combinés. La configuration choisie permet d'obtenir un champ magnétique global orthogonal à la direction des muons (champs axial), et de minimiser la dégradation sur la résolution des mesures due aux diffusions multiples.

La figure 2.16 présente la géométrie globale du spectromètre. Dans la région du tonneau, les mesures sont effectuées avec des chambres arrangées en couches cylindriques autour de l'axe du faisceau. Dans la région de transition avec les bouchons, les chambres sont installées verticalement. Sur la plus grande partie de l'intervalle de pseudorapidité couvert, la mesure des paramètres des traces dans le plan de courbure est réalisée par des chambres appelées MDT (Monitored Drift Tubes). A grande pseudorapidité et à proximité du point d'interaction des CSC (Cathode Strip Chamber), des granularités beaucoup plus grandes sont utilisées.

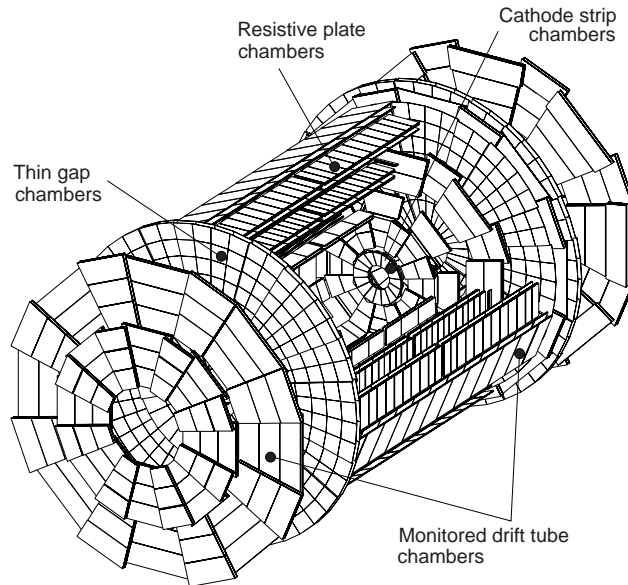


FIG. 2.16 – *Vue longitudinale du spectromètre à muons.*

Le système de déclenchement associé au détecteur de muons couvre la région $\eta \leq 2.4$. Il est composé de deux types de chambres, les RPC (Resistive Plate Chamber) dans le tonneau et les TGC (Thin Gap Chamber) dans les bouchons, qui permettent également de mesurer les coordonnées des traces dans un plan orthogonal à celui des mesures de précision données par les MDT et TGC. La position des différents détecteurs est présentée sur la figure 2.17, et leur principe de fonctionnement est succinctement décrit ci-dessous :

- MDT (Monitored Drift Tubes) : chambres contenant des tubes à dérive en aluminium de 30 mm de diamètre remplis d'Argon (93%) et de CO_2 (7%). Le fil d'anode ($50 \mu\text{m}$ de diamètre) est en tungstène (97%) et rhénium (3%). Chaque tube permet d'obtenir une résolution de $80 \mu\text{m}$. Les tubes sont regroupés en 2×4 couches pour les chambres internes et 2×3 couches pour les chambres centrales et externes.
- CSC (Cathode Strip Chamber) : chambres proportionnelles à fils (en tungstène-rhénium). Les cathodes sont segmentées en pistes disposées orthogonalement aux fils d'anodes. La résolution attendue est de $60 \mu\text{m}$ par couche.
- RPC (Resistive Plate Chamber) : ce sont des détecteurs formés de plaques résistives, séparées par des espaceurs. L'intervalle entre les plaques est rempli d'un mélange gazeux ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$), soumis à un champ électrique de quelques kV/mm qui génère des avalanches de charges à partir des électrons d'ionisation. Le signal est lu par couplage capacitif entre les plaques et des pistes métalliques placées de chaque côté du détecteur. La précision obtenue sur la mesure de la seconde coordonnée des traces de l'ordre de 5 à 10 mm.

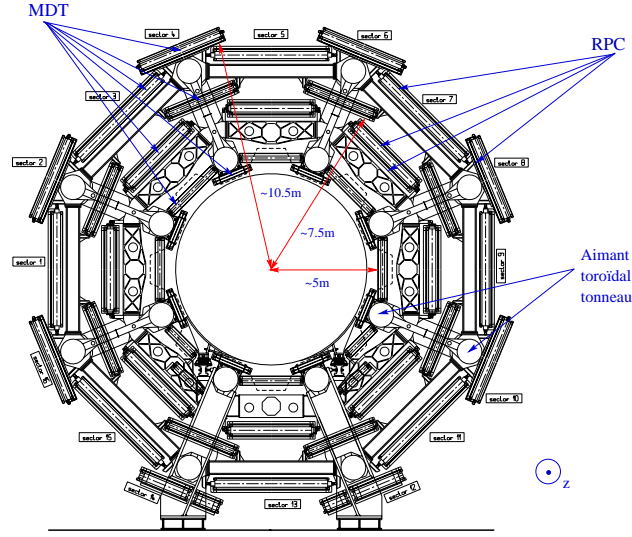


FIG. 2.17 – Vue radiale du spectromètre à muons et positionnement des différents types de chambres.

- TGC (Thin Gap Chamber): Ce détecteur est très similaire aux CSC. Il participe au déclenchement et permet de déterminer la coordonnée azimutale des traces avec une précision de 2-3 mrad.

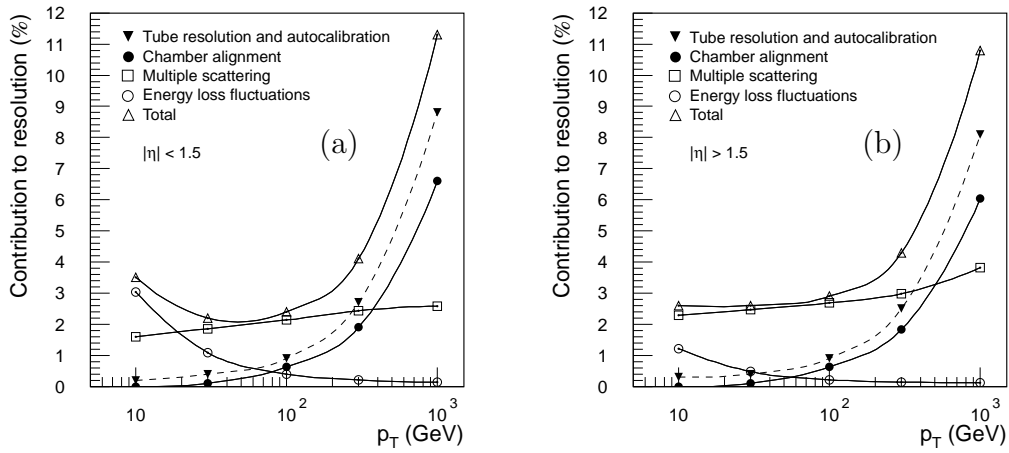


FIG. 2.18 – Contributions principales à la résolution sur la mesure de l'impulsion des muons, pour $|\eta| < 1.5$ (a) et $|\eta| > 1.5$ (b).

La figure 2.18 présente les différentes contributions à la résolution sur l'impulsion des muons. Les principales variations sont dues à la quantité de matière traversée par les muons (diffusions multiples), les différences de performance entre chaque type de chambre, l'alignement et la calibration du détecteur. La figure 2.19 présente la résolution globale attendue sur la mesure de l'impulsion des muons en fonction de leur énergie.

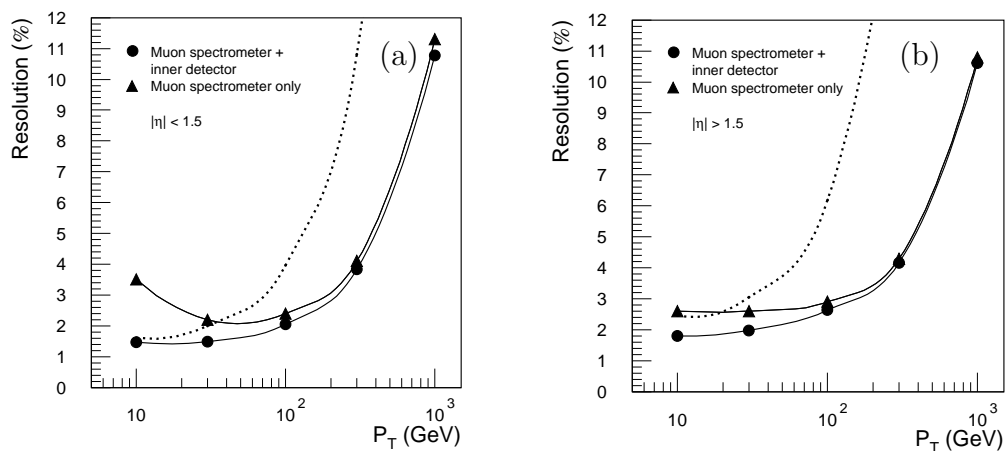


FIG. 2.19 – Dépendance en p_T de la résolution sur la mesure de l'impulsion des muons, pour $|\eta| < 1.5$ (a) et $|\eta| > 1.5$ (b).

2.2.4 Système de déclenchement

Le taux de croisement de faisceau dans ATLAS est de 40 Mhz, et le taux de collisions proche de 1 GHz. Sans présélection, le volume de données serait considérable et impossible à analyser. De plus, un grand nombre de collisions donnent lieu à des processus de faible énergie qui ne présentent pas d'intérêt pour la physique recherchée dans ATLAS. A titre d'exemple, la diffusion inélastique proton-proton a une section efficace de l'ordre de 80 mb, tandis que la production d'un boson de Higgs de 120 GeV/ c^2 est de l'ordre de 20 pb (seul 1 evt/ 10^8 est potentiellement intéressant).

Le système de déclenchement d'ATLAS [37] doit permettre de sélectionner en ligne les événements de physique les plus intéressants à partir de critères physiques pertinents, qui permettront de réduire le bruit de fond et de sélectionner le signal efficacement sans introduire de biais dans la sélection. Le système d'acquisition d'ATLAS est séparé en trois niveaux, représentés sur le schéma 2.20.

Le premier niveau (LVL1) est utilisé pour réduire le taux initial d'événements en un temps très court. Pour cela, il utilise des signatures simples fournies par les détecteurs les plus rapides : dépôts dans le calorimètre et signaux des chambres à muons. Seule une partie de l'information des détecteurs est utilisée, et le traitement est effectué par un système d'électronique local pour chaque détecteur. Les signatures qui déclenchent l'acquisition au niveau 1 sont résumées dans la table 2.11. Les objets détectés à ce niveau définissent des régions d'intérêt qui seront explorées plus en détails au niveau suivant. Le temps de traitement nécessaire pour obtenir une réponse à ce niveau est de l'ordre de 2 μ s. Ce traitement n'induit pas de temps mort pour les détecteurs, les informations étant stockées dans une mémoire tampon. Ce niveau sélectionne environ 1 événement sur 400.

Temps par événement

Mémoire nécessaire par seconde

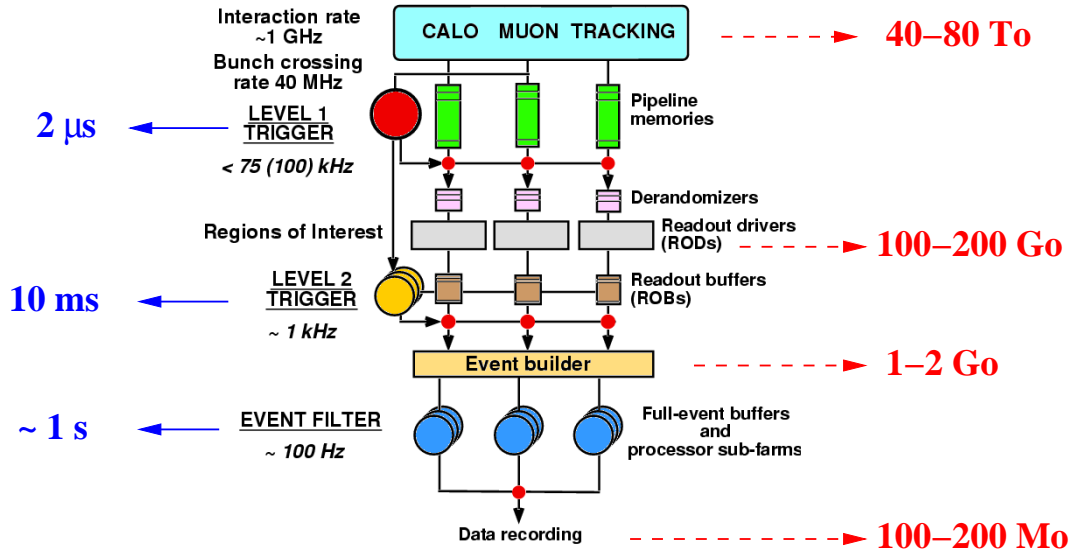


FIG. 2.20 – Schéma du système de déclenchement d'ATLAS.

Le niveau 2 étudie les régions d'intérêt mises en évidence au niveau 1 en exploitant toutes les potentialités des différents détecteurs : détecteur interne, calorimètres, détecteur de pied de gerbe et spectromètres. Une partie des traces est reconstruite, les électrons, muons et photons ainsi que les jets hadroniques sont identifiés. Ces informations sont combinées pour utiliser des critères de sélection plus élaborés, comme la masse invariante de deux leptons ou l'énergie transverse manquante. Ce niveau de sélection doit fonctionner en 10 ms maximum, et réduire le volume de données d'un facteur 100 par rapport au niveau 1.

Lorsqu'un événement est accepté au niveau 2, la totalité des informations est transférée vers une ferme de processeurs, qui permettent d'appliquer des algorithmes de reconstruction et d'analyse plus complexes. A ce stade, le volume de données est réduit d'un facteur 10 par rapport au niveau 2, et les événements sont enregistrés.

Sélection	Seuil à basse	Seuil à haute
	luminosité $2.10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	luminosité $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Un muons	$p_T > 20 \text{ GeV}/c$	$p_T > 20 \text{ GeV}/c$
Deux muons	$p_T > 6 \text{ GeV}/c$	$p_T > 6 \text{ GeV}/c$
Un dépôt électromagnétique	$p_T > 25 \text{ GeV}/c$	$p_T > 30 \text{ GeV}/c$
Deux dépôts électromagnétiques	$p_T > 15 \text{ GeV}/c$	$p_T > 20 \text{ GeV}/c$
Un jet hadronique	$p_T > 200 \text{ GeV}/c$	$p_T > 290 \text{ GeV}/c$
Trois jets hadroniques	$p_T > 90 \text{ GeV}/c$	$p_T > 130 \text{ GeV}/c$
Quatre jets hadroniques	$p_T > 65 \text{ GeV}/c$	$p_T > 90 \text{ GeV}/c$
Un jet et E_T^{miss}	$60 + 60 \text{ GeV}/c$	$100 + 100 \text{ GeV}/c$

TAB. 2.11 – Principaux critères de sélection des événements au premier niveau du système de déclenchement.

Chapitre 3

Simulations du détecteur à pixels

3.1 Couverture angulaire

Le premier scénario d'installation du détecteur ATLAS prévoyait la mise en place du détecteur interne (pixels, SCT et TRT) deux ans avant le démarrage du LHC. D'importants retards dans la production de l'électronique des modules du détecteurs à pixels ont contraint à remanier le calendrier. La solution adoptée est d'installer les détecteurs SCT et TRT en premier, et de modifier la géométrie globale du détecteur à pixels pour permettre son insertion au dernier moment, indépendamment des autres sous-détecteurs.

Les modifications apportées à la géométrie par rapport au TDR [34] sont importantes: les rayons des différentes couches du tonneau ont été modifiés pour permettre l'insertion du détecteur, qui sera solidaire du tube à vide, et trois disques seront installés de chaque côté du tonneau au lieu des cinq initialement prévus. L'étude de la couverture angulaire a permis de vérifier l'impact de ces modifications. En particulier, l'une des spécifications pour ce détecteur est de fournir au moins trois points de mesure pour toutes les traces d'impulsion supérieure à 1 GeV/c dans le domaine de pseudorapidité $\eta \in [-2.5; 2.5]$.

3.1.1 Géométrie

Pour étudier la couverture du détecteur, des lots de 50 000 muons de 50 GeV/c (peu sensibles aux diffusions multiples) ont été utilisés. Ils sont émis à partir d'un vertex fixé en ($x=0$, $y=0$, $z=0$) et permettent d'explorer la région $\eta \in [-3; 3]$, pour tous les angles $\phi \in [-\pi; \pi]$. Les données ont été produites l'aide du logiciel de simulation détaillée GEANT3 [38].

Les figures 3.1-a et 3.1-b donnent le nombre moyen de disques et de couches du tonneau touchés par les muons en fonction de la pseudorapidité. Seules les régions "actives" du détecteur sont prises en compte. La figure 3.1-c est la somme des deux distributions précédentes, et correspond au nombre moyen de couches sensibles traversées pour l'ensemble du détecteur.

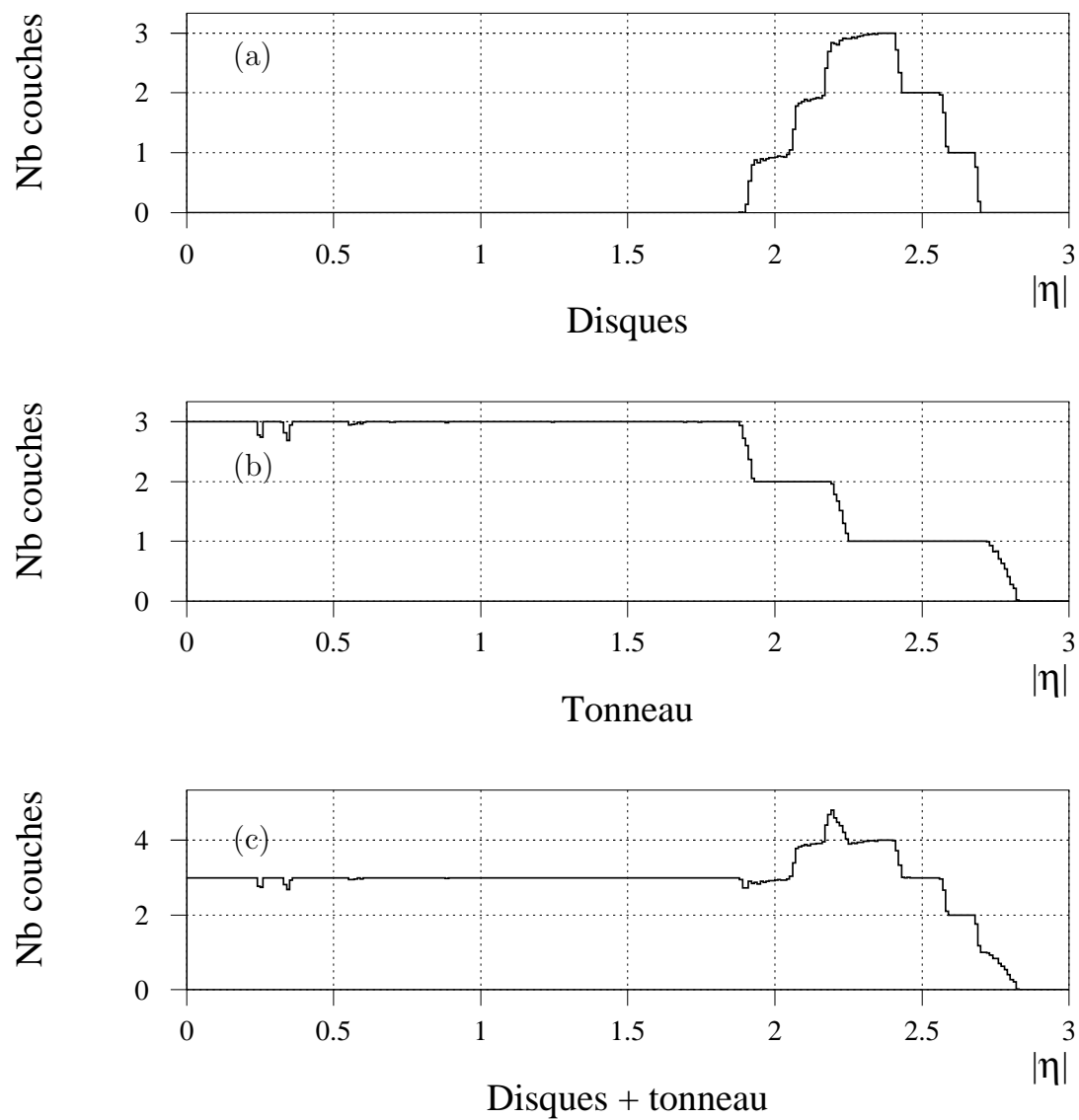


FIG. 3.1 – Nombre moyen de couches sensibles de détecteur à pixels traversées par un muon de 50 GeV/c en fonction de la pseudorapidity $|\eta|$ dans les disques (a), le tonneau (b) et l'ensemble du détecteur (c). Vertex fixe (0,0,0).

Dans le tonneau, les trois couches sont bien hermétiques, mais il existe des zones d'inefficacités autour de $|\eta|=0.25$, $|\eta|=0.3$ et plus faiblement $|\eta|=0.6$. Ces inefficacités sont davantage visibles sur la figure 3.3, qui donne le nombre moyen de modules touchés dans chaque couche tonneau du détecteur en fonction de η et de ϕ . Pour chacune d'elles, les bords du module central ne sont pas parfaitement recouverts par les modules adjacents (figure 3.2-a). Cet effet est moins prononcé dans la couche b, pour laquelle l'angle solide des espaces entre les modules est plus petit. Les pics aux grandes valeurs de $|\eta|$ sont dûs aux muons qui traversent plusieurs modules. En fonction de ϕ , les pics correspondent au recouvrement des échelles.

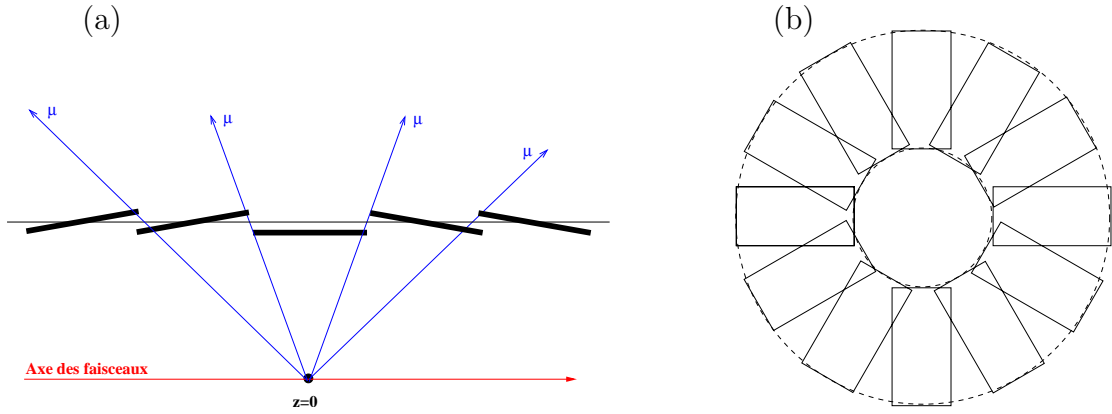


FIG. 3.2 – (a) Vue schématique illustrant les inefficacités géométriques au bord du module central du tonneau. (b) Vue schématique des inefficacités sur le rayon extérieur des disques et recouvrement des modules dans les disques pour les grandes valeurs de pseudorapacité.

La couverture angulaire des disques est limitée dans la région à très grande pseudorapacité. La position choisie pour les trois disques permet de compléter l'acceptance du tonneau pour obtenir une couverture complète jusqu'à $|\eta|=2.5$. Cependant, une petite zone $|\eta| \in [1.9; 2.1]$ présente des inefficacités de couverture à la jonction tonneau/disques.

La figure 3.4 montre que les inefficacités des disques se trouvent pour les faibles valeurs de η , qui correspondent au rayon extérieur: à cet endroit, les modules des deux faces ne se recouvrent pas complètement (figure 3.2-b). A l'inverse, en se rapprochant du rayon interne des disques (grand η) le nombre moyen de modules touchés est supérieur à 1, puisque dans cette zone les modules se recouvrent. En fonction de ϕ , les irrégularités correspondent aux zones intermodules, qui peuvent être des zones de trous ou de recouvrement selon la pseudorapacité des muons.

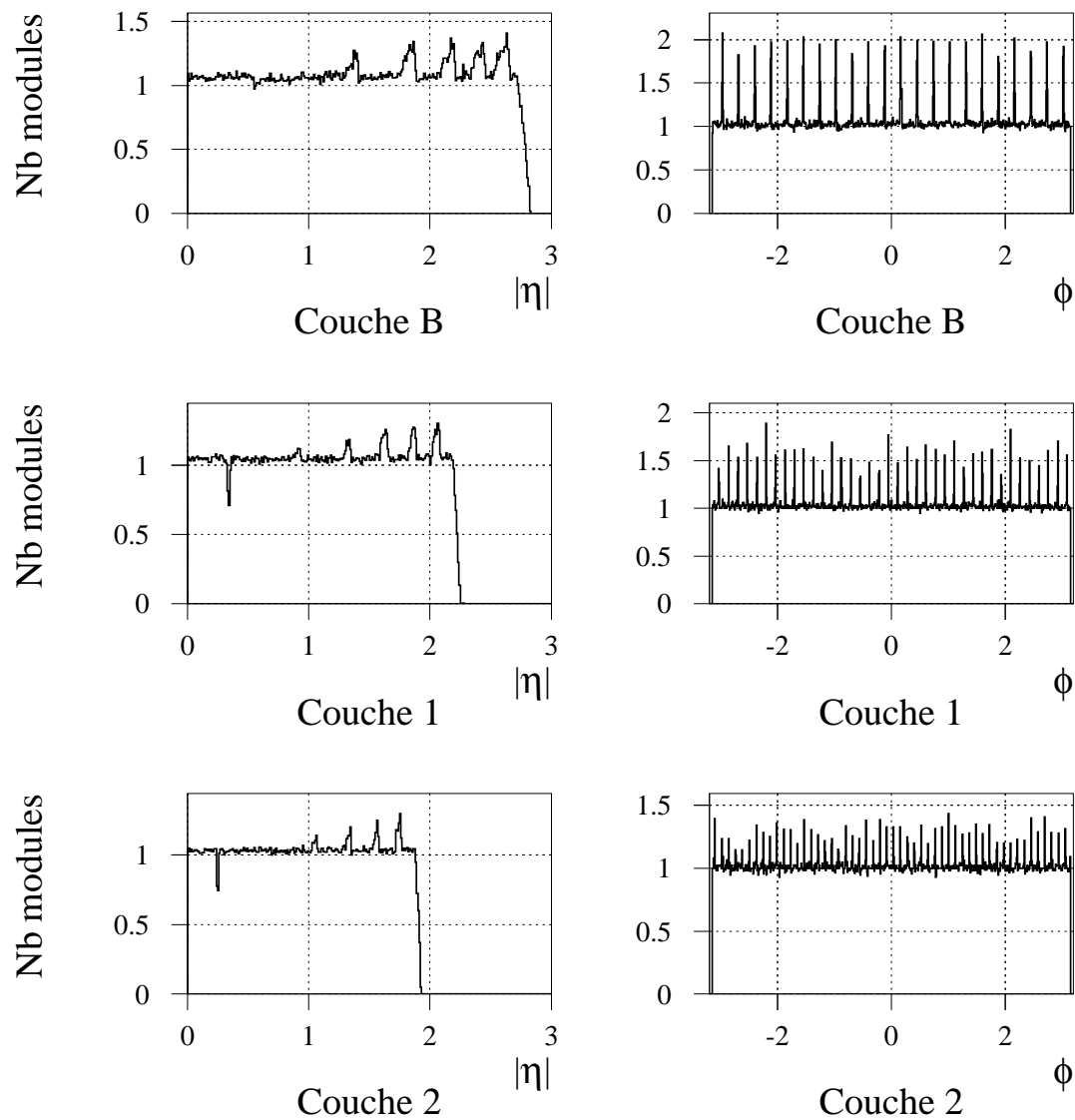


FIG. 3.3 – Nombre moyen de modules touchés dans les différentes couches tonneau, en fonction de η et de ϕ pour des muons de 50 GeV/c. Vertex fixe (0,0,0).

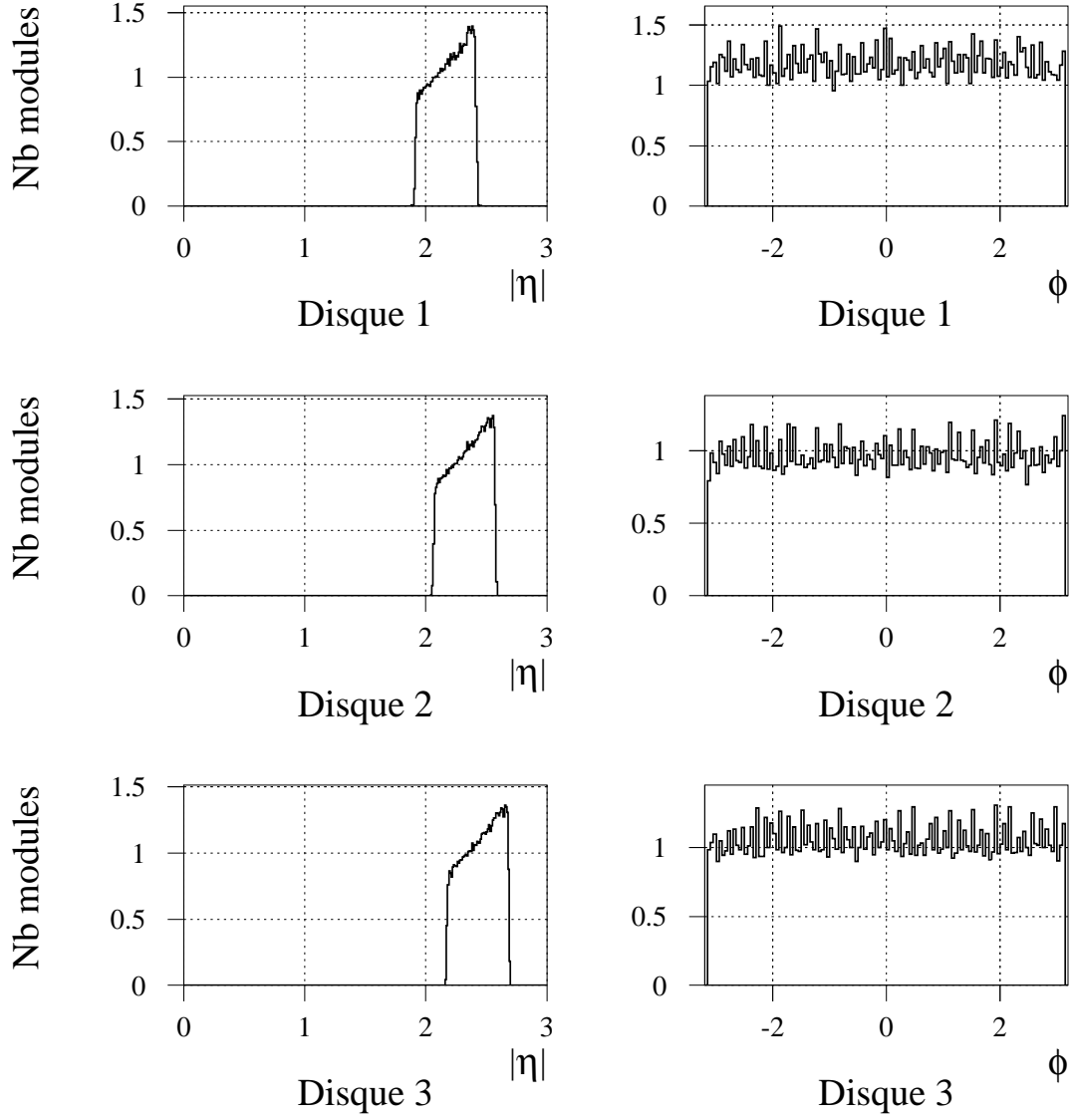


FIG. 3.4 – Nombre moyen de modules touchés dans les disques, en fonction de η et de ϕ , pour des muons de 50 GeV/c. Vertex fixe (0,0,0).

3.1.2 Inefficacités de détection

D'autres simulations ont été faites avec un vertex autorisé à se "déplacer" autour de la valeur nominale : $(0,0,0) \pm (0.5,0.5,5.6)$ cm. Le déplacement dans le plan transverse est plus important que la dispersion réelle du faisceau ($\sim 15 \mu\text{m}$), pour prendre en compte les vertex de désintégrations secondaires. La figure 3.5 montre la probabilité en fonction de la pseudorapidité pour qu'un muon d'impulsion transverse égale à 50 GeV/c traverse moins de trois couches sensibles dans le détecteur. Les inefficacités se trouvent majoritairement à la jonction entre les disques et le tonneau ($|\eta| \sim 1.8$), et autour du module central dans les trois couches du tonneau.

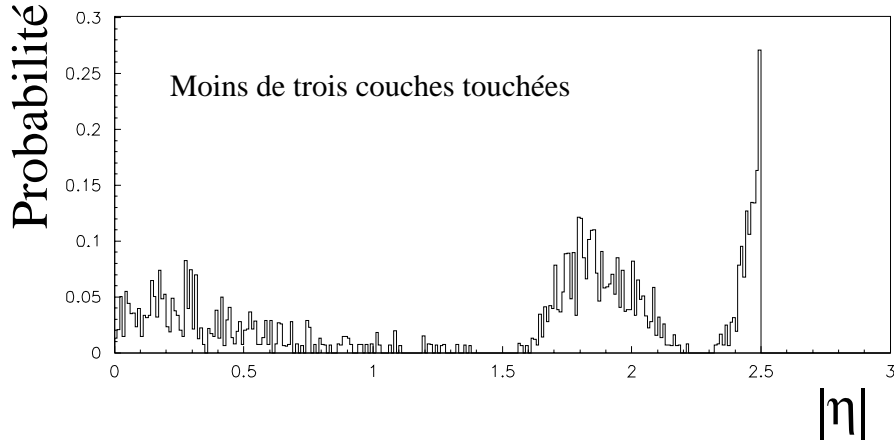


FIG. 3.5 – Probabilité en fonction de $|\eta|$ pour qu'un muon de 50 GeV/c traverse moins de trois couches sensibles. Vertex $(0,0,0) \pm (0.5, 0.5, 5.6)$ cm.

Le tableau 3.1 présente les inefficacités géométriques globales. La probabilité pour qu'un muon de 50 GeV/c traverse moins de trois couches sensibles dans le détecteur à pixels est de l'ordre de 2.5 %. Cette inefficacité augmente pour les muons de charge négative et de très faible impulsion ($p_T < 0.5$ GeV/c) : la courbure des trajectoires due au champ magnétique autorise un plus grand nombre de particules à passer entre les modules, dans l'espace créé par l'angle d'inclinaison en ϕ .

P_T (GeV/c)	Charge du muon	Inefficacités en %	
		$ \eta < 1.5$	$ \eta < 2.5$
50	+/-	1.6/1.6 \pm 0.1	2.6/2.5 \pm 0.1
1	+/-	1.5/1.5 \pm 0.1	2.5/2.6 \pm 0.1
0.5	+/-	1.4/1.7 \pm 0.1	2.4/2.7 \pm 0.1

TAB. 3.1 – Pourcentage de muons qui traversent moins de trois couches sensibles dans le détecteur à pixels, en fonction de leur impulsion transverse et de leur charge. Vertex $(0,0,0) \pm (0.5,0.5,5.6)$ cm.

3.1.3 Vertex déplacé

Il existe une possibilité importante pour que les faisceaux de protons ne puissent pas être exactement placés au centre du tube à vide dans le plan transverse. Cependant, sa position sera bien mesurée et la dispersion sera de $15 \mu\text{m}$ dans les directions x et y . Une seconde étude a été réalisée pour vérifier l'impact de ce faisceau non-centré sur le taux d'inefficacités géométriques. Le détecteur est presque symétrique en x et en y , ainsi seul un déplacement selon la coordonnée x a été simulé. Pour bien visualiser les effets de ce déplacement, la dispersion du vertex n'est pas prise en compte.

X (cm)	P _T (GeV/c)	Inefficacités en %	
		$ \eta < 1.5$ μ^+/μ^-	$ \eta < 2.5$ μ^+/μ^-
0.	50.	0.8/0.9	1.5/1.3
	1.	0.6/0.8	1.2/1.3
1.	50.	0.8/0.8	1.7/1.6
	1.	0.9/1.1	1.7/1.9
1.5	50.	2.3/2.0	3.4/3.1
	1.	1.7/2.7	3.0/3.7
2.	50.	3.8/3.8	5.0/5.2
	1.	3.0/4.6	4.6/5.6

TAB. 3.2 – *Pourcentage de muons qui traversent moins de trois couches sensibles dans le détecteur à pixels, en fonction de leur impulsion transverse et de leur charge, et pour plusieurs positions du faisceau. Vertex(X,0,0) sans dispersion.*

Le tableau 3.2 résume les résultats obtenus pour plusieurs positions de faisceau, en utilisant des muons de 50 GeV/c et 1 GeV/c, et pour les deux charges possibles. Les principales inefficacités de détection sont dues au déplacement du vertex selon l'axe z , qui n'est pas pris en compte ici pour estimer le seul effet dû au déplacement du faisceau dans le plan transverse. De ce fait, les tableaux 3.1 et 3.2 ne peuvent pas être comparés directement. Au-delà de 1 cm, le déplacement de faisceau induit un taux d'inefficacité de détection important, de plus de 3%. La figure 3.6 montre la localisation dans le plan η - ϕ de ces inefficacités, dans le tonneau et dans les disques.

Dans le tonneau (figures 3.6-a,b,c), la distance plus faible entre le vertex et les modules permet à de nombreuses particules de s'échapper dans l'espace inter-modules créé par l'angle d'inclinaison. Cette inefficacité est indépendante de la pseudorapidité, ce qui est visible sur la figure 3.6-a. Les trous au bord des modules centraux sont également visibles dans les trois couches. L'acceptance en pseudorapidité de chacune des couches est modifiée par le déplacement du vertex : elle augmente pour les particules telles que $|\phi| < \pi/2$, c'est-à-dire celles qui se déplacent dans la direction $x > 0$ (schéma 3.7-a), et diminue pour les particules telles que $|\phi| > \pi/2$.

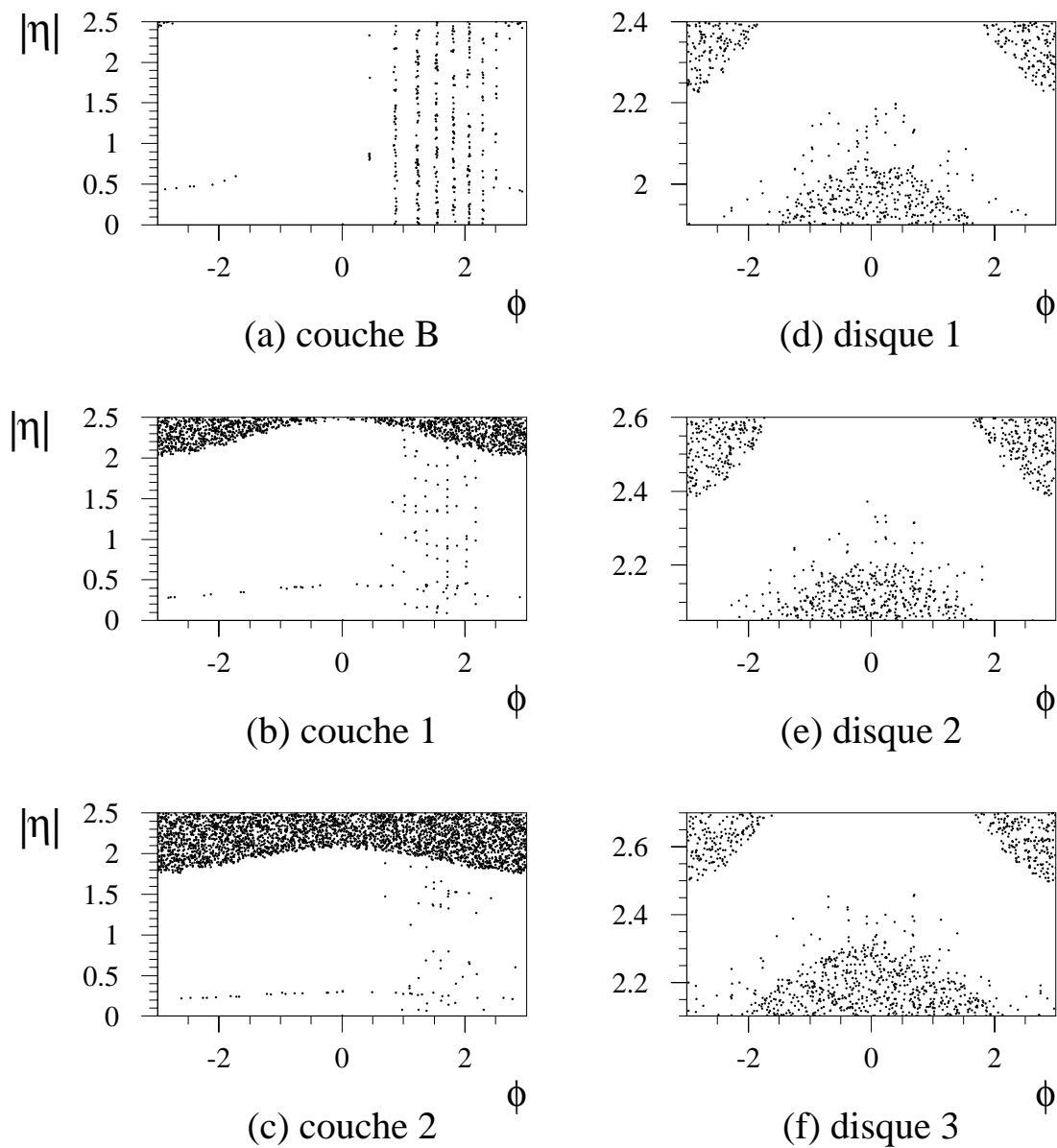


FIG. 3.6 – Inefficacités de couverture dans le plan η - ϕ , pour les trois couches du tonneau (a, b, c) et les trois disques (d, e, f), induite par un déplacement de la position du faisceau dans le tube à vide de 2 cm selon l'axe ($0x$), dans la direction $x > 0$. Vertex (2,0,0) sans dispersion.

Dans les disques (figures 3.6-d,e,f), des inefficacités apparaissent pour les traces de pseudorapidité inférieure à 2.3 et pour des angles $|\phi| < \pi/2$. Ces inefficacités correspondent au rayon extérieur des disques (figure 3.7-b). D'autres inefficacités apparaissent à grande pseudorapidité ($|\eta| > 2.5$) pour les angles $|\phi| > \pi/2$, correspondant au rayon intérieur des disques. La couverture en pseudorapidité augmente en revanche dans la région $[|\eta| > 2.5; |\phi| < \pi/2]$.

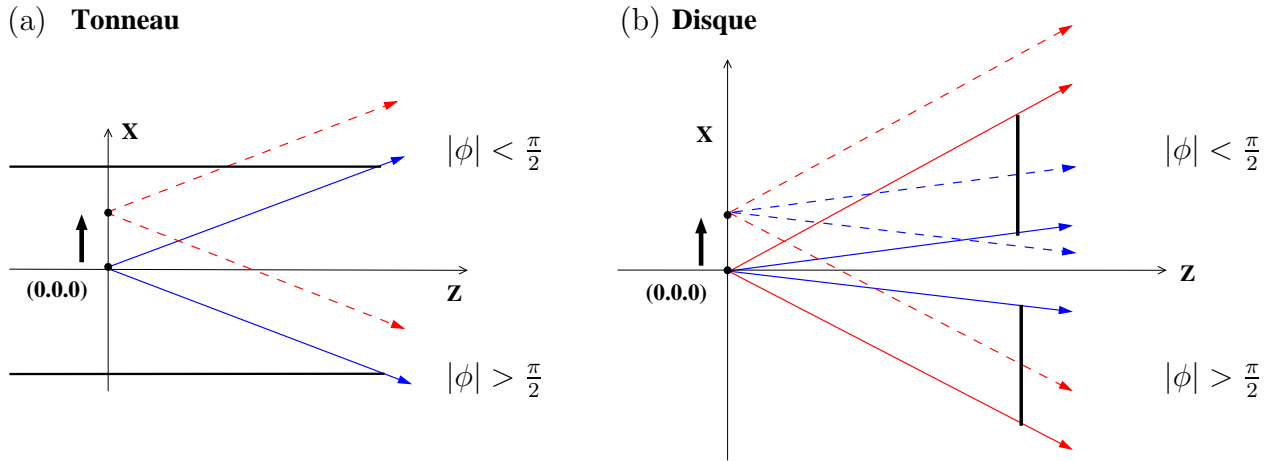


FIG. 3.7 – Modification de l'acceptance géométrique dans le tonneau (a) et les disques (b) induite par le déplacement du faisceau selon l'axe $(0x)$ dans la direction $x > 0$, pour des muons de 50 GeV/c.

3.1.4 Conclusions

Cette étude a permis de valider la nouvelle géométrie du détecteur, en montrant que les dégradations attendues par rapport aux plans initiaux présentés dans le TDR ne sont pas trop sévères. Les spécifications requises sur le nombre de points de mesures dans la région $\eta \in [-2.5; 2.5]$ peuvent être satisfaites. La deuxième partie de l'étude a montré que les faisceaux devront être positionnés à un rayon inférieur à 1 cm du centre du tube à vide pour conserver un taux d'inefficacités de détection acceptable.

3.2 Electronique de lecture

A côté de la conception, de la construction et de l'installation du détecteur à pixels, une importante partie du travail de la collaboration est dédiée à la description “software” du détecteur, qui comprend la géométrie, l'électronique de lecture et l'implémentation des processus physiques qui régissent son fonctionnement.

3.2.1 Déclenchement d'un pixel

Le passage des particules chargées dans le silicium crée une charge d'ionisation, collectée grâce à un courant de dérive par l'électronique de lecture (figure 3.8-a). Le pic du signal après amplification et à l'entrée du discriminateur est proportionnel à la charge déposée dans le silicium par la particule. Lorsque ce pic dépasse le seuil du discriminateur (entre 3000 et 4000 e^-), la lecture du pixel est déclenchée.

La figure 3.8-b présente l'évolution du signal en fonction du temps. Le temps de montée du signal est très court (15-20 ns), tandis que la décroissance peut durer pendant plusieurs croisements de faisceau (un croisement de faisceau a lieu toutes les 25 ns). Le temps pendant lequel la charge collectée à l'entrée du discriminateur est supérieure au seuil de déclenchement est appelé *ToT* (*Time over Threshold*).

La pente de décroissance est choisie par ajustement de l'électronique et fixée de telle sorte que le *ToT* soit suffisamment long pour être mesuré avec précision, mais en évitant les risques d'empilement des événements. La valeur de cette pente étant fixée, et le pic de signal étant proportionnel à la charge déposée dans le silicium, le *ToT* est également proportionnel à la charge.

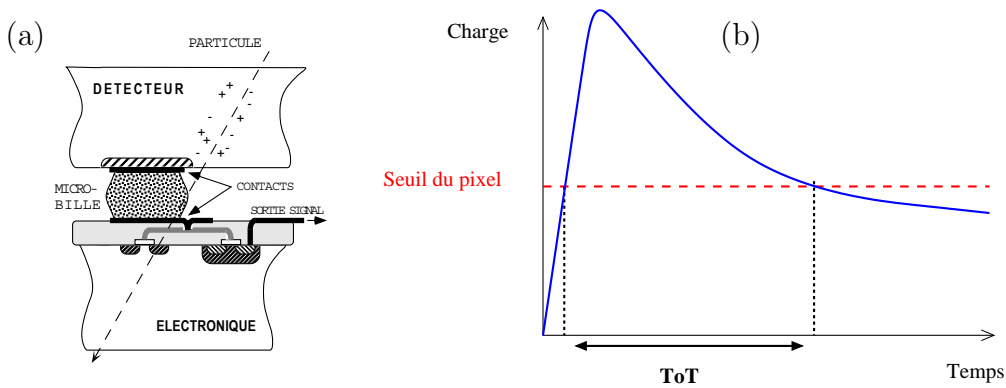


FIG. 3.8 – (a) Principe de fonctionnement d'un pixels. (b) Définition du *ToT*.

3.2.2 Simulation du ToT

La figure 3.9-a montre des courbes de calibration du ToT mesurées en laboratoire pour l'ensemble des cellules de lecture d'une puce électronique de type FE-I. Ces courbes sont obtenues en injectant une charge électrique connue dans l'amplificateur des pixels.

Pour décrire la réponse du détecteur dans le code de simulation des pixels, les courbes de calibration ont été paramétrées à l'aide de la formule

$$ToT = A + \frac{B}{Charge + C} + \Delta ToT * R_G$$

Les paramètres A, B et C sont déterminés à partir des courbes de calibration, en choisissant pour chaque paramètre la valeur médiane. Pour une simulation plus réaliste, un terme de dispersion ΔToT , évalué à partir des courbes 3.9-a, et qui tient compte de la variation de réponse entre les différents pixels, a été ajouté. R_G est un nombre aléatoire distribué selon une gaussienne. La figure 3.9-b montre l'évolution de la dispersion ΔToT en fonction de la valeur de ToT mesurée dans les pixels. Cette dispersion est paramétrée par

$$\Delta ToT = P_1 + P_2 * ToT + P_3 * ToT^2$$

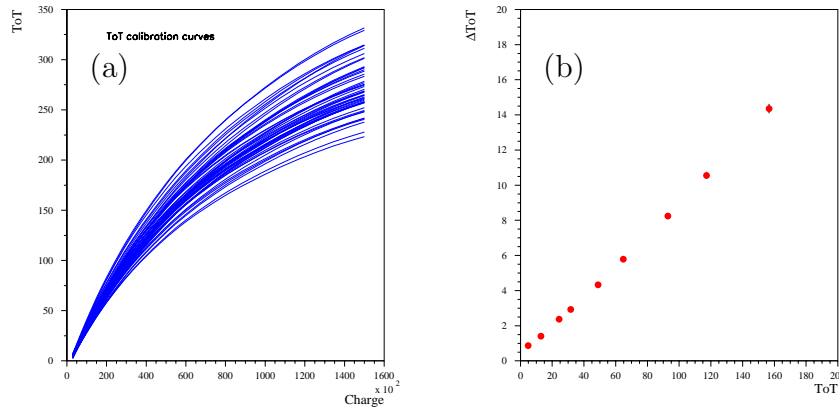


FIG. 3.9 – (a) Courbes de calibration du ToT pour l'ensemble des pixels d'une cellule de lecture. (b) Dispersion de la réponse des pixels en fonction du ToT mesuré. Pour ces deux figures, les courbes vont très au-delà des valeurs "réelles" de charges et de ToT .

La figure 3.10-a montre le résultat des simulations, en fonction de la charge déposée dans le silicium. Cette simulation du ToT a été introduite dans le code de GEANT4 (classe écrite en C++), et traduite ultérieurement en fortran pour être insérée dans le code de GEANT3. Elle est actuellement utilisée lors de la procédure de digitisation des pixels.

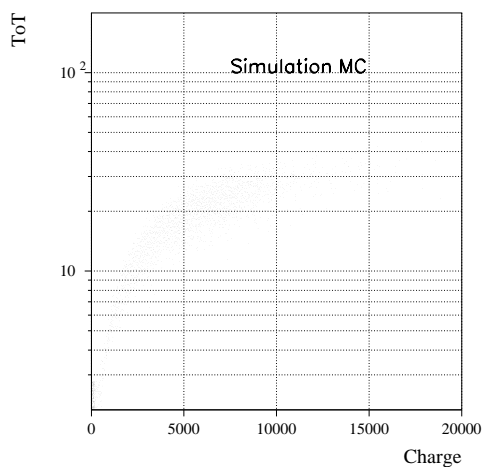


FIG. 3.10 – *Simulation du ToT en fonction de la charge déposée dans un pixel.*

3.2.3 Tests en faisceaux

Pour vérifier que ce modèle simple décrit correctement la réponse des pixels, les simulations ont été comparées à des données collectées lors de tests en faisceau, qui ont eu lieu dans la zone nord du CERN, sur la ligne H8 issue du SPS qui délivre un faisceau de pions de $180 \text{ GeV}/c^2$. Les modules pixels à tester sont installés sur le support central d'un télescope (figure 3.11), qui comprend également quatre plans de micropistes perpendiculaires à l'axe du faisceau. La position de passage des particules incidentes est déterminée à l'aide des détecteurs à micropistes, et comparée à celle obtenue à partir du module de pixels.

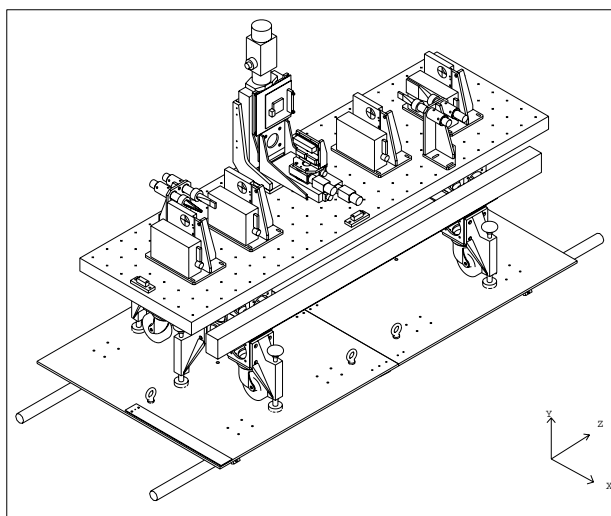


FIG. 3.11 – *Schéma du télescope utilisé pour les tests en faisceau des modules du détecteur à pixels.*

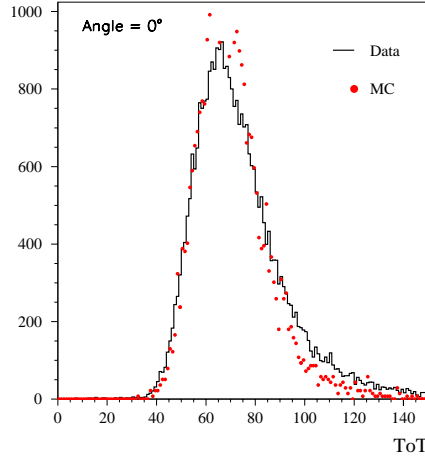


FIG. 3.12 – Comparaison entre la distribution de ToT donnée par les simulations (points) et celle obtenue avec les données des tests en faisceau (ligne continue).

La figure 3.12 compare la distribution de ToT obtenue par simulation avec celle mesurée dans les données. Seuls les dépôts de charge n'ayant déclenché qu'un seul pixel sont utilisés, et la direction du faisceau est perpendiculaire au plan du module testé. La figure montre que la valeur moyenne du ToT est correctement reproduite par les simulations, mais pas la largeur de la distribution. Le terme de dispersion ajouté pour tenir compte de la variation de la réponse entre les différents pixels n'est pas suffisant. Au vu de ces résultats, le calcul de la dispersion a été modifié selon la formule suivante:

$$ToT = ToT + R_G * \sqrt{\Delta ToT^2 + \sigma_{pix}^2}$$

où ΔToT est le terme de dispersion entre les différents pixels et σ_{pix} est un terme de dispersion intrinsèque, paramétré par: $\sigma_{pix} = \delta_{pix} * ToT$. Plusieurs valeurs ont été testées pour le paramètre δ_{pix} , et les résultats de ces simulations sont montrés sur la figure 3.13. En utilisant une distribution de χ^2 définie par

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{N_{data}^i - N_{MC}^i}{\sigma_{MC}^i} \right)^2$$

la valeur de δ_{pix} la plus probable a été estimée à 11.5%.

3.2.4 Conclusion

Les résultats obtenus ont permis de vérifier que ce modèle simplifié est suffisant pour décrire la réponse des pixels, pour un angle d'incidence normal et pour un pixel unique. Des vérifications devront être faites en changeant l'angle d'incidence, et pour des dépôts de charges contenant plusieurs pixels.

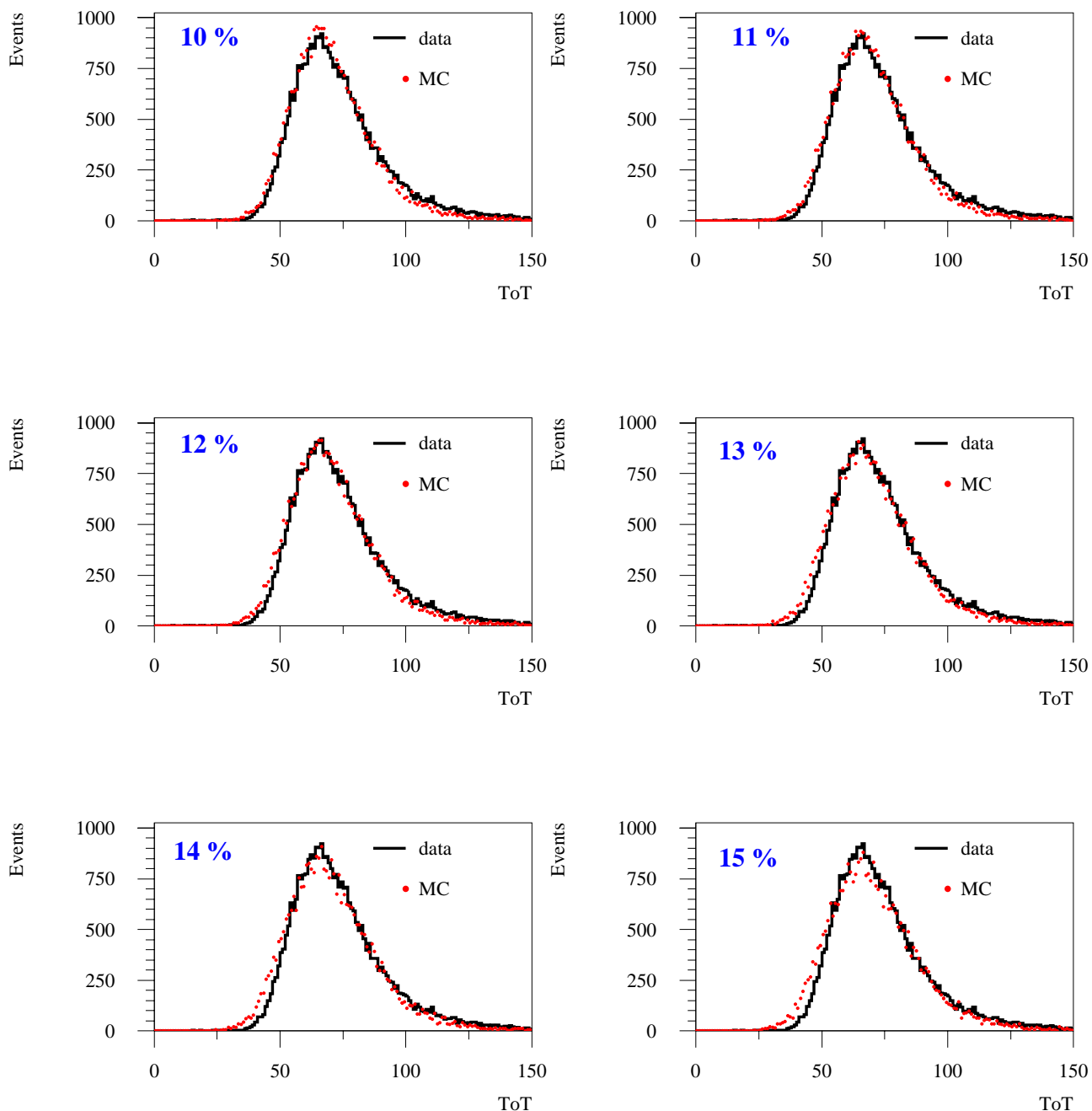


FIG. 3.13 – Comparaison de la distribution du ToT obtenue en simulation avec celle mesurée dans les données de test faisceau. Pour chaque distribution, le terme de dispersion intrinsèque utilisé dans la simulation des pixels est donné en haut à gauche.

Chapitre 4

Etiquetage des jets b

4.1 Introduction

L'étiquetage des jets contenant un quark b est un outil important dans ATLAS, qui permet d'extraire des événements de physique de faible section efficace du bruit de fond QCD, en particulier pour l'étude du quark top, la recherche du boson de Higgs ou de particules supersymétriques. Le but de ce chapitre est de présenter les principales méthodes d'étiquetage.

La première méthode consiste à détecter la présence de leptons de faible impulsion dans les jets. Cette méthode, limitée par les taux de désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux, est présentée dans la section 4.4.

Une seconde méthode, beaucoup plus efficace, utilise l'information spatiale. Les hadrons contenant des quarks b sont instables, mais leur désintégration, qui fait intervenir l'interaction faible et implique de changer de famille de quark, est suffisamment lente pour leur permettre de se désintégrer loin du point d'interaction où ils ont été créés. Les distances de vol¹ caractéristiques de quelques particules sont présentées dans la table 4.1. En prenant en compte la poussée de Lorentz, la longueur de vol des hadrons beaux peut être de l'ordre du centimètre ($\ell = \beta\gamma c\tau \sim \frac{E}{m}c\tau$ pour une particule ultra-relativiste.) Pour une masse de 5 GeV/ c^2 et une énergie de 50 GeV, la longueur de vol typique est de l'ordre de 5mm.

L'étiquetage des jets b peut se faire à partir de la reconstruction effective des vertex secondaires, ou par la mesure du paramètre d'impact des particules filles issues de la désintégration du hadron beau. Cette dernière méthode, largement utilisée dans ATLAS, est présentée dans la section 4.3.

1. La distance de vol est définie par $c\tau$, où τ est le temps de vie de la particule dans son référentiel propre.

Hadron	Contenu en quarks	$c\tau$
π^+	$u\bar{d}$	7.804 m
K^+	$u\bar{s}$	3.713 m
Λ^0	uds	7.89 cm
Σ^+	uus	2.404 cm
Ξ^-	dss	4.91 cm
D_s^+	$c\bar{s}$	148.6 μm
D^+	$c\bar{d}$	315 μm
Λ_b^0	udb	368 μm
B^+	$u\bar{b}$	496 μm
B_s^0	$u\bar{b}$	448 μm

TAB. 4.1 – Contenu en quarks et distance de vol de quelques hadrons.

4.2 Reconstruction des traces

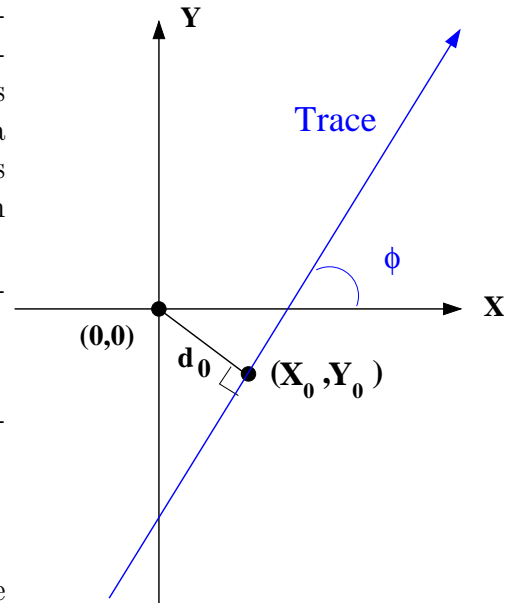
Toutes ces méthodes utilisent les informations des traces de particules chargées. Les traces sont reconstruites à partir des informations obtenues dans l'ensemble des détecteurs pixels+SCT (appelés "détecteurs de précision") et le TRT. Pour l'algorithme *xKalman*, qui a servi à reconstruire l'ensemble des données qui seront utilisées dans le chapitre suivant, le principe est de rechercher des prototraces initiées dans les détecteurs de précision, puis de les extrapoler dans les détecteurs à pailles [39].

Les trajectoires des particules chargées dans un champ magnétique sont décrites par des hélices, dont les différents paramètres sont évalués au point de plus petite approche (x_0, y_0) du point d'interaction. Dans le plan transverse, la position du point d'interaction est confondue avec le centre du détecteur en $(0,0)$. L'erreur apportée par cette approximation est de 15 μm dans chaque direction (en x et en y). Elle correspond à la dispersion des protons dans le faisceau du LHC. Les différents paramètres des traces sont définis de la façon suivante :

- $\frac{q}{p_T}$ inverse de l'impulsion transverse de la particule, signé par la charge électrique q
- ϕ , où $\tan \phi = \frac{p_y}{p_x}$
- $d_0 = -x_0 \sin \phi + y_0 \cos \phi$, paramètre d'impact transverse

Dans le plan R-z :

- $\cotan \theta = \frac{p_z}{p_T}$
- z_0 , position en z de la trace au point de plus petite approche



Parmi toutes les traces reconstruites, seules les meilleures sont sélectionnées, à partir de leurs caractéristiques cinématiques :

- $|d_0| < 0.1$ cm pour supprimer les traces provenant de particules ayant un grand temps de vie (K_s^0 , Λ , ...)
- Impulsion $p_T > 1$ GeV/c pour supprimer les traces trop sensibles aux diffusions multiples
- Pseudorapidité $|\eta| < 2.5$ pour ne garder que les traces dans l'acceptance du détecteur de vertex.
- $|z_0 - z_V| \sin \theta < 0.15$ cm, où z_V est la position en z du vertex primaire Cette coupure est nécessaire pour supprimer une partie des traces qui proviennent des événements de biais minimum

Des critères supplémentaires permettent de ne conserver que les traces les mieux reconstruites :

- Au moins deux points de mesure sont requis dans le détecteur à pixels
- Au moins un point de mesure dans la couche b des pixels
- Au moins sept points de mesure dans l'ensemble SCT+pixels
- Le χ^2 issu de à l'ajustement des paramètres de l'hélice doit vérifier $\chi^2 < 3$.
- Aucun coup partagé dans le détecteur à pixels (un coup partagé est un point de mesure attribué à deux traces différentes).
- Aucun coup partagé dans la SCT
- Aucune ambiguïté

Les ambiguïtés sont définies lorsque deux points de mesure distincts dans la couche b donnent un χ^2 de reconstruction très proche pour deux traces différentes. Il est alors impossible de choisir correctement la trace à reconstruire (figure 4.1).

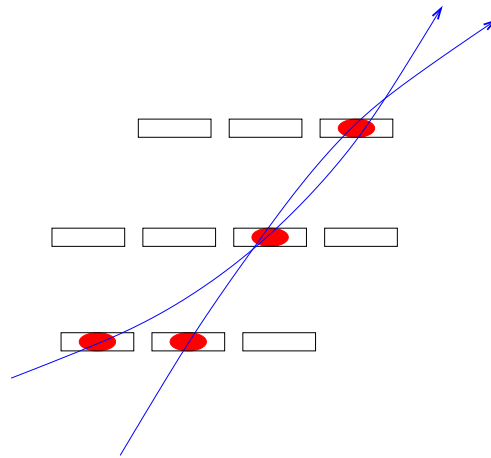


FIG. 4.1 – Définition d'une ambiguïté : les deux traces ont un χ^2 de reconstruction très proche.

Les figures 4.2-a à 4.2-e présentent les résolutions obtenues sur chacun des paramètres des trajectoires après application de ces coupures, en fonction de la pseudorapidité. Les distributions sont données pour des particules d'impulsion transverse supérieure à 100 GeV/c, qui sont peu sensibles aux diffusions multiples et permettent d'obtenir les résolutions intrinsèques du détecteur.

La figure 4.2-f montre l'efficacité globale de reconstruction des traces en fonction de la pseudorapidité. Les dégradations visibles pour les grandes valeurs de η sont dues à la plus grande quantité de matière traversée par les particules, qui subissent davantage d'interactions secondaires et de diffusion multiple.

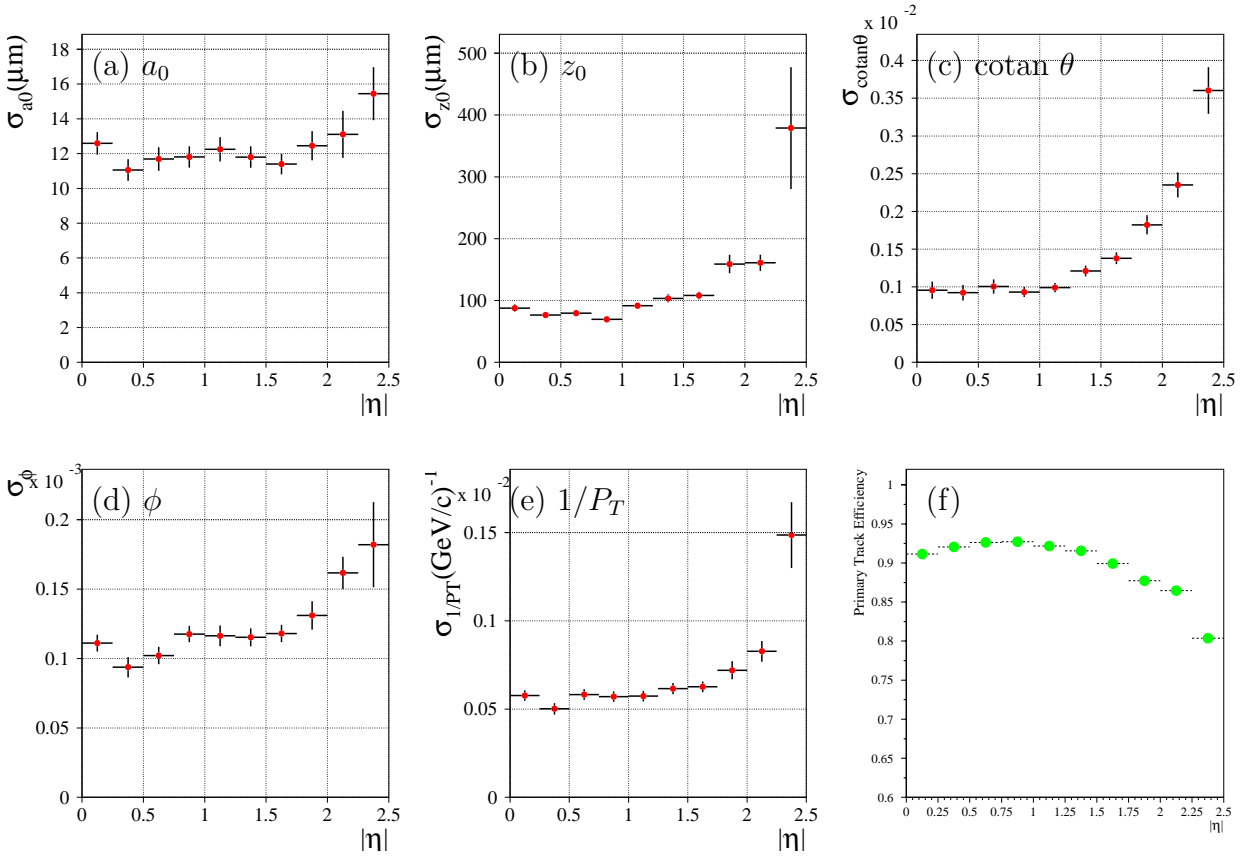


FIG. 4.2 – (a-e) Résolution sur la reconstruction des paramètres des traces pour des particules d'impulsion transverse supérieure à 100 GeV/c. (f) Efficacité de reconstruction globale des traces après application des critères de qualité et en fonction de la pseudorapidité.

4.3 Etiquetage à l'aide du paramètre d'impact

Paramètre d'impact transverse

Une grande valeur de paramètre d'impact permet d'identifier les particules provenant d'une désintégration secondaire de hadron beau. Si la direction du hadron est définie comme étant la direction du jet, les traces issues d'un vertex secondaire coupent le plus souvent l'axe du jet *après* le vertex principal (figure 4.3-a). L'attribution d'un signe au paramètre d'impact rend ainsi cette variable un peu plus discriminante. Le paramètre d'impact signé est défini de la façon suivante :

$$a_0 = \begin{cases} +|d_0| & \text{si } d_0 \sin(\phi_j - \phi) > 0 \\ -|d_0| & \text{si } d_0 \sin(\phi_j - \phi) < 0 \end{cases}$$

La direction du jet ne reflète pas toujours très précisément la direction du hadron beau. Ainsi, certaines traces ont un paramètre d'impact négatif (figure 4.3-b). Les désintégrations en cascades ($B \rightarrow D \rightarrow \dots$) et la mauvaise reconstruction des traces peuvent également donner un paramètre d'impact négatif.

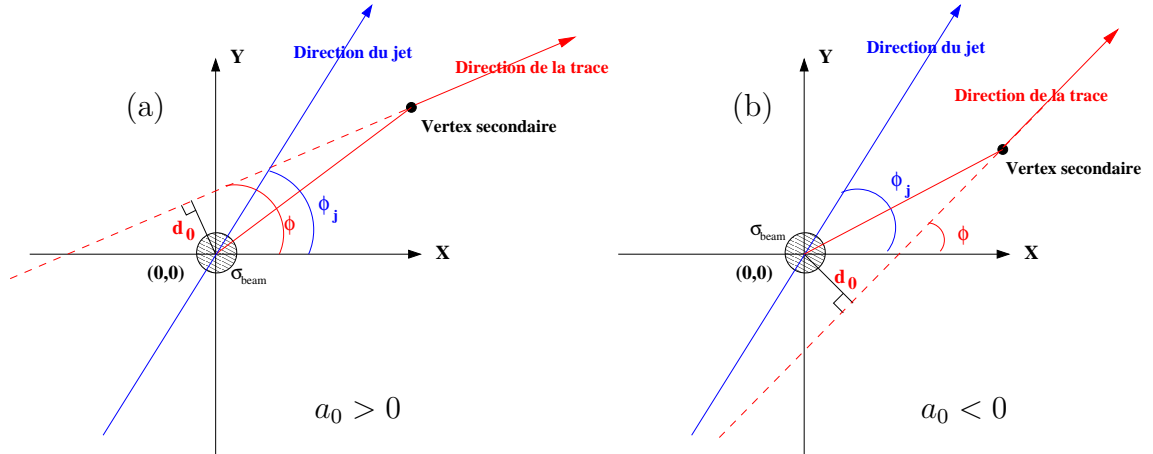


FIG. 4.3 – Définition du paramètre d'impact transverse signé par rapport à la direction du jet.

Pour réduire l'effet des traces mal reconstruites, la variable utilisée pour discriminer les hadrons beaux des autres particules est la *significance* du paramètre d'impact, définie par :

$$S_{a_0} = \frac{a_0}{\sqrt{\sigma_{a_0}^2 + \sigma_{beam}^2}}$$

où σ_{a_0} est l'erreur de reconstruction² et σ_{beam} , qui correspond à la dispersion du faisceau $\sigma_{beam} = \sigma_x = \sigma_y = 15 \mu m$ dans le plan transverse, est une approximation de l'erreur sur la position du point d'interaction.

2. Si le paramètre d'impact est calculé par rapport au vrai vertex, l'erreur sur a_0 contient l'erreur sur la position du vertex.

Les distributions de signifi-
cance sont présentées sur la figure 4.4, pour les traces appartenant à des jets b et à des jets légers. Les jets b contiennent de nombreuses traces de signifi-
cance positive, qui traduisent leur contenu “en temps de vie”. Les traces de paramètre d’impact négatif sont également plus nombreuses que pour les jets légers, et proviennent majoritairement des cascades de désintégration $B \rightarrow D \rightarrow \dots$, qui peuvent donner naissance à des traces dont la direction est très différente de celle du hadron initial (figure 4.3-b).

Dans les jets légers issus de quarks et de gluons, quelques traces portent également une information “temps de vie”. Ces traces peuvent provenir de diffusions multiples et d’interactions secondaires dans la matière du détecteur (conversions de photons en e^+e^- , créations de pions par interaction nucléaire) ou encore de la désintégration des K_S^0 , $\Lambda \dots$. Les queues de distribution dans la région de signifi-
cance négative reflètent la résolution sur la mesure du paramètre d’impact.

Les courbes de signifi-
cance sont construites à partir de simulations Monte-Carlo, et devront être contrôlées sur des échantillons de jets b et de jets légers issus de vrais événements. Les événements $t\bar{t} \rightarrow \ell\nu bjjb$ et $Z + \text{jets}$, dont le taux de production est très important, pourront respectivement être utilisés pour obtenir les courbes de calibration des jets b et des jets légers.

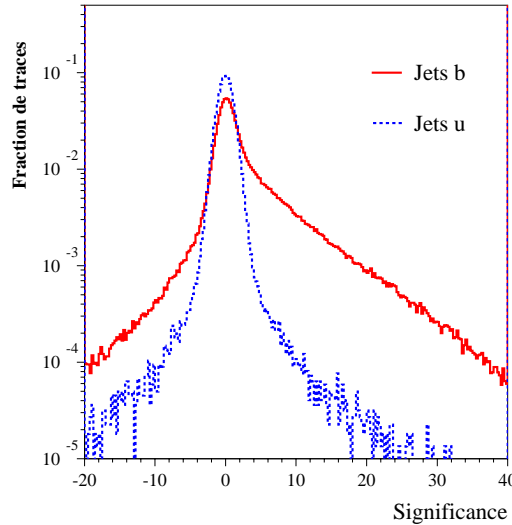


FIG. 4.4 – Distribution de la signifi-
cance S_{a0} des traces pour les jets légers (ligne pointillée) et les jets b (ligne continue).

Les distributions de signifi-
cance sont lissées et normalisées à l’unité pour construire des fonctions de vraisemblance $f_b(S)$ et $f_u(S)$, qui sont les probabilités pour qu’une trace de signifi-
cance donnée soit issue respectivement d’un jet b ou d’un jet u. A chaque trace est attribué un rapport de vraisemblance $\omega_j = f_b(S)/f_u(S)$, qui sera grand pour une trace issue d’un jet b et petit pour une trace issue d’un jet léger.

A chaque jet est finalement attribué un poids, défini par la somme

$$\omega = \sum_{j=1}^n \ln \omega_j$$

où j est l'indice des n traces correctement reconstruites dans le jet. La figure 4.5-a présente les distributions de poids pour des jets légers et des jets b.

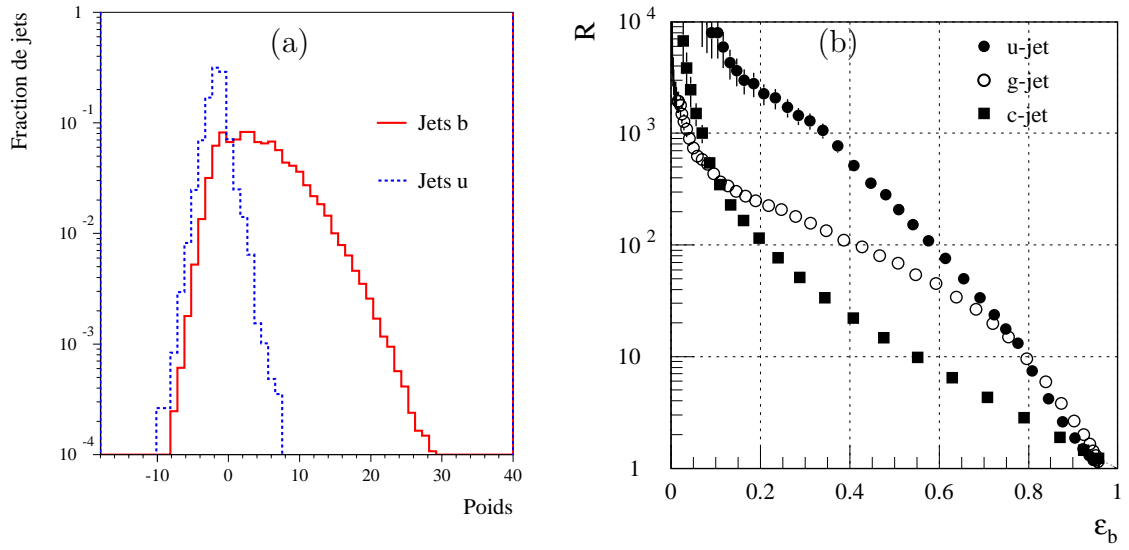


FIG. 4.5 – (a) Distribution de poids pour les jets légers (ligne pointillée) et les jets b (ligne continue). (b) Facteurs de rejets des différents types de jets légers en fonction de l'efficacité d'identification des jets b [40].

La coupure sur le poids est choisie en fonction de l'efficacité de sélection souhaitée pour les jets b (ϵ_b). La figure 4.5-b présente les facteurs de rejet ($R=1/\epsilon$) attendus pour différents types de jets (gluons, jets u et jets c) en fonction de l'efficacité de sélection des jets b. Ces courbes sont issues du TDR de physique [40]. Bien que n'étant plus à jour (la géométrie du détecteur à pixels à été modifiée de façon importante depuis la parution du TDR, la reconstruction des traces a été améliorée), elles sont encore utilisées comme référence pour l'ensemble des études en simulation rapide effectuées dans ATLAS, en particulier pour la paramétrisation des performances d'étiquetage dans ATLFAST, et qui sont données dans le tableau 4.2.

ϵ_b	$R_{u,g}$	R_c
50 %	300	15
60 %	100	10

TAB. 4.2 – Facteurs de rejet “canoniques” utilisés dans les études en simulation rapide.

Les meilleurs facteurs de rejet sont obtenus pour les jets issus de quarks u ou d, qui ne contiennent quasiment aucune particule instable de grande durée de vie. Les facteurs de rejet sont dégradés pour les jets issus de la radiation de gluons, qui peuvent contenir des paires de quarks lourds. Enfin, le rejet des jets issus de quarks c est beaucoup plus difficile, puisque certaines particules charmées ont un temps de vie comparable à celle des hadrons beaux (tableau 4.1).

Paramètre d'impact longitudinal

Il est possible d'améliorer les facteurs de rejet obtenus avec la méthode précédente en utilisant les informations supplémentaires données par le paramètre d'impact longitudinal de la trace : $d_z = (z_V - z_0) \sin \theta$, où z_V est la coordonnée du vertex primaire selon l'axe z . Ce paramètre d'impact est également signé par rapport à la direction du jet (figure 4.6) :

$$a_z = \begin{cases} +|d_z| & \text{si } d_z \sin(\theta_j - \theta) > 0 \\ -|d_z| & \text{si } d_z \sin(\theta_j - \theta) < 0 \end{cases}$$

où θ_j est l'angle du jet par rapport à l'axe z .

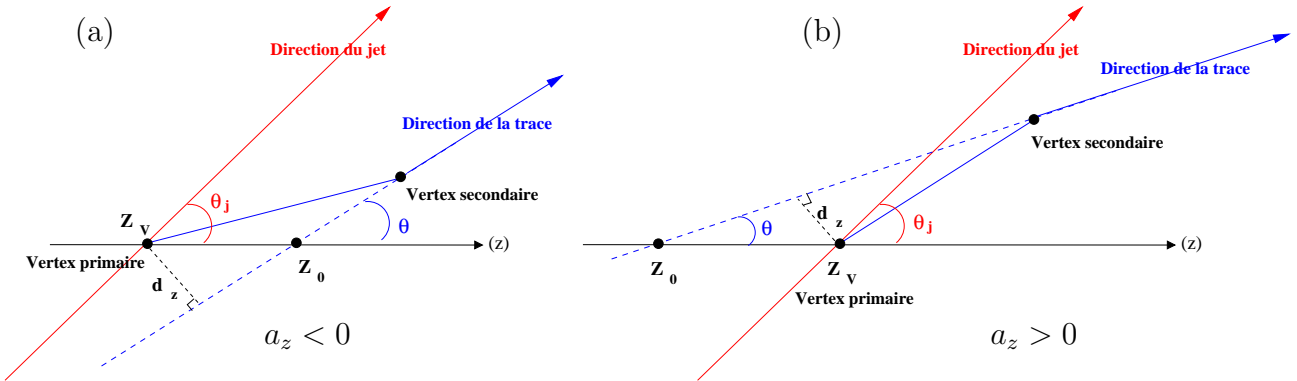


FIG. 4.6 – Définition du paramètre d'impact longitudinal signé a_z .

La figure 4.7 présente la distribution de signification longitudinale $S_{a_z} = a_z / \sigma_{a_z}$, pour les traces issues de jets b et celles issues de jets légers passant les coupures de qualité présentées plus haut. Le paramètre d'impact est calculé par rapport au vertex Monte-Carlo. Cette distribution présente les mêmes caractéristiques que celle de la signification transverse, mais la discrimination entre jets b et jets légers est moins importante : la résolution sur la mesure du paramètre d'impact dans la direction z est beaucoup moins bonne (pixels de dimension $50 \mu\text{m}$ dans le plan $R - \phi$, mais de longueur 300 ou $400 \mu\text{m}$ dans la direction z , ce qui réduit la précision de la reconstruction).

La combinaison des deux distributions de signification (S_{a_0}, S_{a_z}) est présentée sur la figure 4.8 pour des jets légers (figure a) et des jets b (figure b). Ces histogrammes sont utilisés pour construire des fonctions de vraisemblance en deux

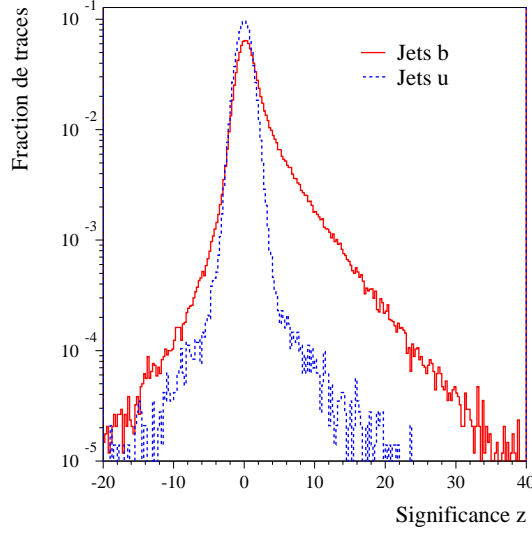


FIG. 4.7 – Distribution de la signification en z pour les jets légers (ligne pointillée) et les jets b (trait plein).

dimensions $f_b(S_{a_0}, S_{a_z})$ et $f_u(S_{a_0}, S_{a_z})$. Pour pallier le manque de statistique, les histogrammes ne sont pas lissés mais divisés en 14×5 cases³ dans le plan $S_{a_0} \times S_{a_z}$.

Le poids d'un jet en "3 dimensions" est défini de la façon suivante :

$$\omega = \sum_{j=1}^n \ln \frac{f_b(S_{a_0}^j, S_{a_z}^j)}{f_u(S_{a_0}^j, S_{a_z}^j)}$$

Les poids des jets légers et jets b obtenus par cette méthode sont donnés sur la figure 4.9, et comparés avec les poids qui utilisent uniquement le paramètre d'impact transverse. L'amélioration apportée par cette méthode est discutée au chapitre 5.

4.4 Etiquetage à l'aide des leptons

Plusieurs processus sont à l'origine de la création de leptons de faible impulsion dans les jets b : en plus de la désintégration semi-leptonique directe des hadrons beaux ($\text{BR}(B \rightarrow \ell + X) \sim 10\%$, $\ell = e, \mu$), interviennent les cascades de désintégration des mésons B en mésons charmés, qui peuvent également se désintégrer semi-leptoniquement ($\text{BR}(D \rightarrow \ell + X) \sim 17\%$, $\ell = e, \mu$). Enfin, les hadrons B peuvent se désintégrer en J/Ψ , dont le rapport de branchement en leptons ($\ell = e, \mu$) est voisin de 12 %. Des études en simulation complète [40] ont montré que pour des jets b ($|\eta| < 2.5$, $p_T > 15 \text{ GeV}/c$) issus de la désintégration d'un boson de Higgs de $100 \text{ GeV}/c^2$, 13.8 % contiennent un électron de $p_T > 2 \text{ GeV}/c$, et 10 % contiennent un muon d'impulsion transverse supérieure à $3 \text{ GeV}/c$.

3. La signification transverse est divisée en 14 cases : inférieure à -6, supérieure à 6, puis par intervalles variant de 1 en 1 pour le domaine où la statistique est plus grande. Pour la signification en z , les cases choisies sont : inférieure à -4, supérieure à 4, puis par intervalles espacés de 2 en 2 dans la région intermédiaire.

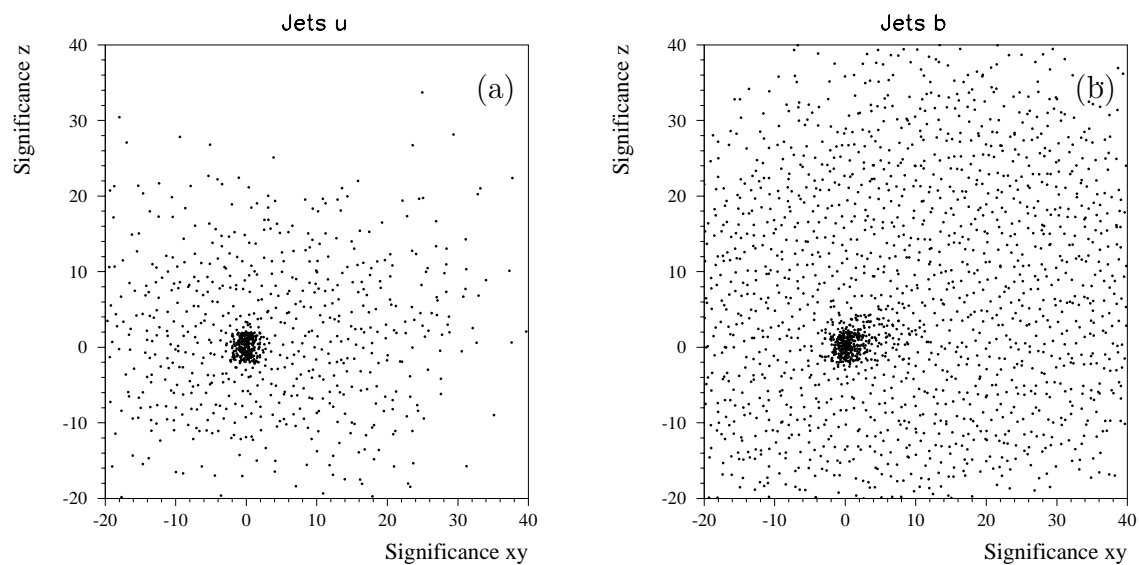


FIG. 4.8 – Distributions de signficance en deux dimensions pour les jets légers (a) et les jets b (b).

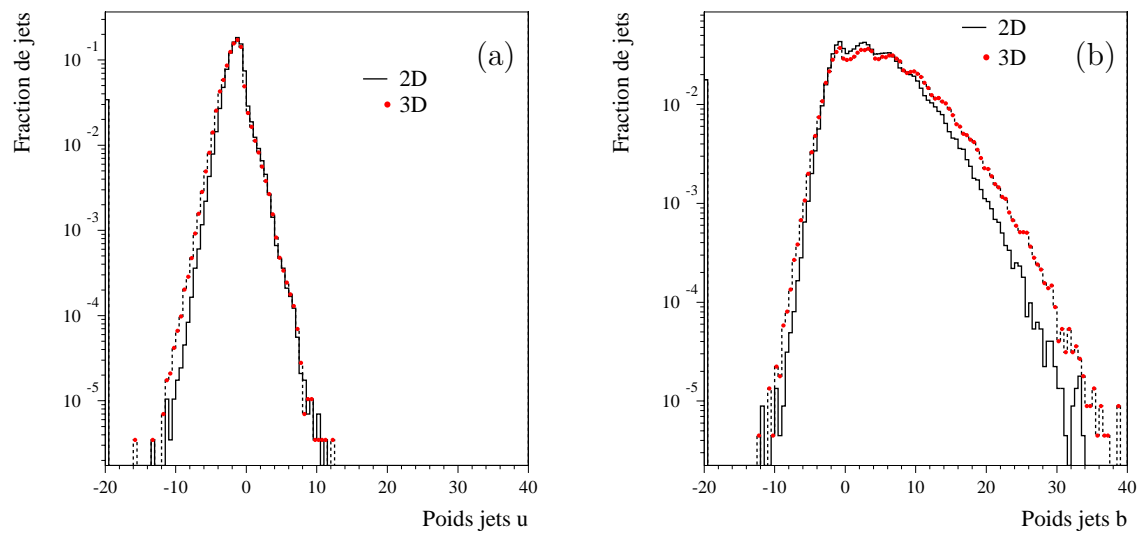


FIG. 4.9 – Comparaison des poids des jets obtenus avec l'information sur le paramètre d'impact transverse seule (trait plein) et en combinant avec l'information sur le paramètre d'impact longitudinal (ligne pointillée). Les distributions sont données pour les jets légers (a) et les jets b (b).

Electrons

Les électrons sont d'abord identifiés à l'aide des informations fournies par le TRT et le calorimètre électromagnétique. Les deux variables présentées sur les figures 4.10, distribution du paramètre d'impact et distribution de l'impulsion transverse par rapport à l'axe du jet permettent ensuite d'étiqueter les électrons provenant de jets b. Ces variables sont combinées pour chaque trace du jet dans une fonction discriminante

$$D_{track} = \prod_i \log \frac{p_e(x_i)}{p_h(x_i)}$$

où x_i est la valeur de la variable i pour la trace considérée, et p_e, p_h sont les probabilités pour que la trace soit issue d'un électron "signal" ou d'un hadron. Le poids d'un jet est défini par la plus grande des valeurs D_{track} . Les distributions de poids pour les jets b et légers sont présentées sur la figure 4.11-a. Les courbes d'évolution des facteurs de rejet obtenues à partir de ces poids sont présentées sur la figure 4.11-b pour différents types de jets.

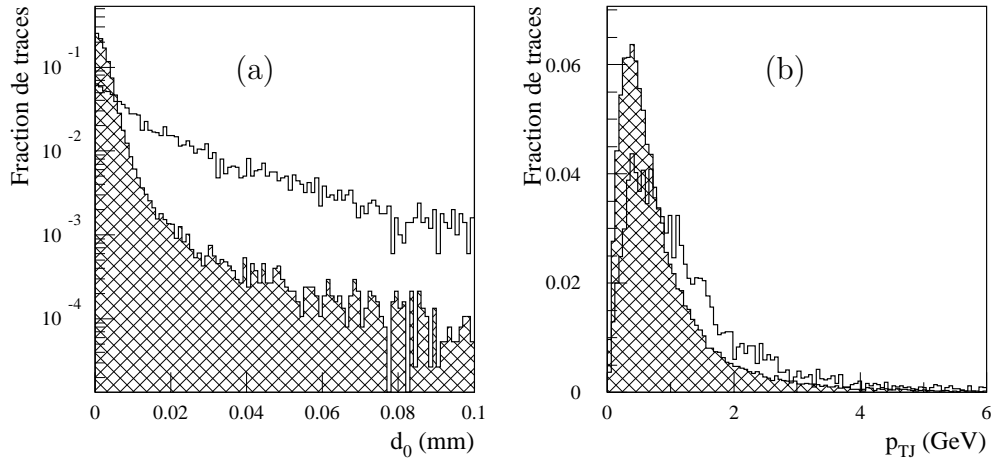


FIG. 4.10 – Distribution du paramètre d'impact (a) et de l'impulsion transverse par rapport à l'axe du jet (b) pour les traces d'électrons "signal" issus de jets b (histogramme blanc) et pour toutes les traces dans les jets légers (histogramme hachuré).

Muons

La méthode d'étiquetage des jets b grâce aux muons est très similaire à celle utilisant les électrons. La principale différence provient des variables utilisées pour discriminer les muons : en plus du paramètre d'impact et de l'impulsion relative du muon par rapport à l'axe du jet (figure 4.12-a), la fraction d'énergie du jet emportée par le muon est également utilisée (figure 4.12-b).

Les performances obtenues avec cette méthode d'étiquetage sont limitées par plusieurs effets. Tout d'abord par le faible rapport de branchement semi-leptonique des hadrons beaux. Ensuite, de nombreux autres processus physiques peuvent créer du bruit de fond : conversion de photons en deux électrons, désintégration de Dalitz

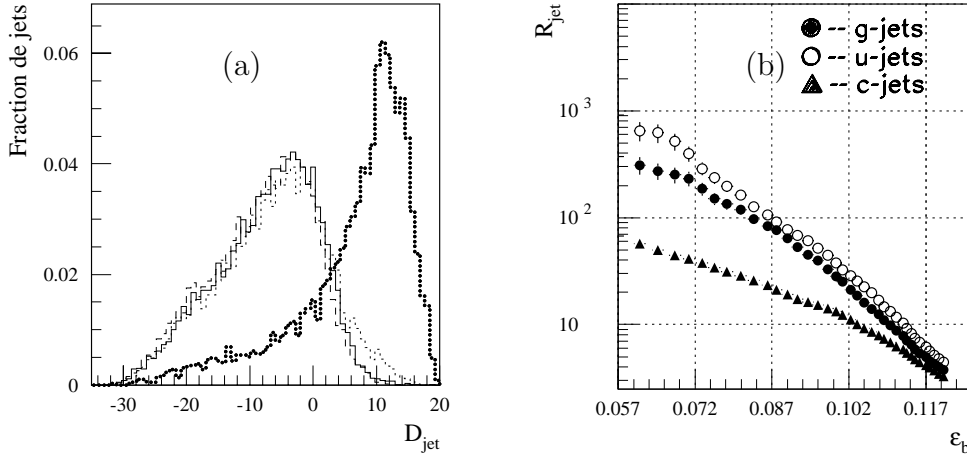


FIG. 4.11 – (a) Distribution de poids construits à partir des informations sur les électrons dans les jets, pour des jets de gluon (trait plein), des jets u (tirets), des jets c (pointillés) et des jets b (points). (b) Évolution des facteurs de rejet des jets légers en fonction de l'efficacité de sélection des jets b .

des π^0 , désintégrations semi-leptoniques dans les cascades hadroniques. Du point de vue de la détection, les jets hadroniques ayant une fraction électromagnétique importante peuvent également contribuer au bruit de fond. L'utilisation combinée des informations obtenues par l'étiquetage des leptons et l'étiquetage utilisant le paramètre d'impact ne permet d'améliorer que de manière très limitée les performances : en effet, la principale variable utilisée pour l'étiquetage des leptons est grandement corrélée à la méthode d'étiquetage par le paramètre d'impact.

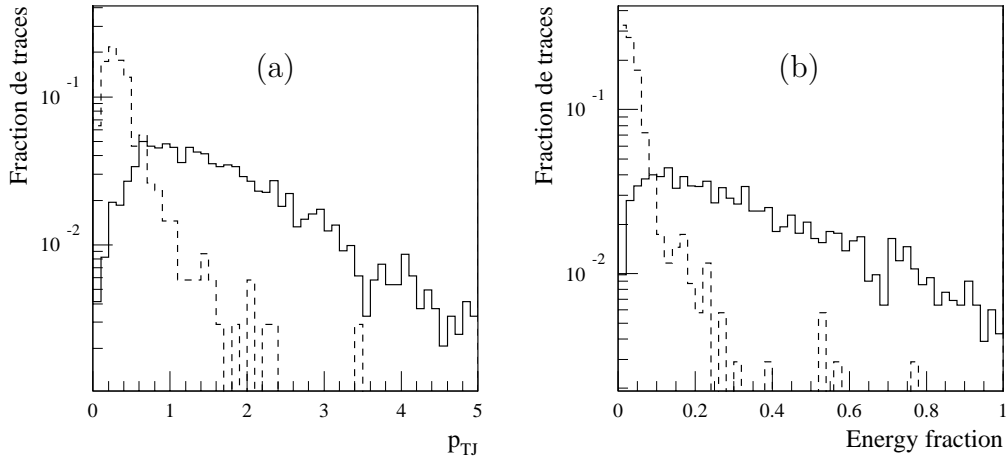


FIG. 4.12 – Impulsion transverse relative du muon par rapport à l'axe du jet en GeV/c (a) et fraction d'énergie du jet emportée par le muon (b) pour les muons dans les jets b (ligne pleine) et les muons de jets légers (ligne pointillée).

Pour l'étude du canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$ dans le chapitre suivant, seule la méthode d'étiquetage à l'aide du paramètre d'impact sera utilisée.

Chapitre 5

Etude du canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$

5.1 Introduction

Jusqu'à présent, l'ensemble des études destinées à évaluer les performances d'identification des jets b ont été réalisées dans le canal $WH(\rightarrow \mu\nu_\mu b\bar{b})$, avec un détecteur idéal. Toutes les analyses de physique utilisant l'étiquetage des jets b sont basées sur ces résultats, en supposant qu'ils ne dépendent pas du type d'événements considérés. Cette hypothèse, *a priori* raisonnable, n'a jamais été vérifiée, et pourrait s'avérer douteuse dans l'environnement difficile d'un collisionneur hadronique.

Dans ce chapitre, la méthode d'étiquetage à l'aide du paramètre d'impact a été appliquée sur des événements plus réalistes, et le choix s'est porté sur le processus $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$. Ce canal est l'un des plus prometteurs pour la recherche d'un boson de Higgs standard de masse inférieure à $130 \text{ GeV}/c^2$, mais la visibilité du signal est largement dépendante de la qualité d'étiquetage des jets b . L'analyse détaillée est présentée dans [41, 42]. L'extraction du signal est basée sur la reconstruction complète des deux quarks top: les deux jets étiquetés b restant correspondent aux produits de désintégration du boson de Higgs. Le signal est mis en évidence par la présence d'un pic dans la distribution de masse invariante dijets $b\bar{b}$. L'identification des jets b est utilisée pour supprimer le bruit de fond réductible $t\bar{t}jj$, et pour limiter le bruit de fond combinatoire lors de la reconstruction des deux quarks top. La section 5.3 de ce chapitre compare les performances d'identification obtenues pour les canaux $t\bar{t}H$ et WH , et les différences sont étudiées en détails.

Dans la section suivante (5.4), l'hypothèse d' "universalité" de l'étiquetage est testée. Le but est de vérifier si les performances dépendent de la nature des jets ou de leur mode de production. Cette vérification est rendue possible par le type d'événement utilisé, qui contient de nombreux jets d'origines différentes, et par l'important lot de données qui permet de limiter les effets statistiques.

La section 5.5 présente une estimation plus réaliste des performances attendues au démarrage du LHC : les effets du bruit d'empilement, des inefficacités de détection et l'impact de la configuration initiale du détecteur sont étudiés en détails. Ces informations seront utilisées pour réévaluer le potentiel de découverte d'ATLAS durant la première année de fonctionnement. La dernière partie présente quelques méthodes

qui permettront d'améliorer les performances et de compenser les dégradations attendues au début des prises de données.

5.2 Description des données

Les événements de signal $t\bar{t}H$ ont été produits avec le générateur PYTHIA [43]. La masse de boson de Higgs considérée est de $120 \text{ GeV}/c^2$. Aucune présélection n'a été appliquée. Le bruit de fond $t\bar{t}$ a également été obtenu avec PYTHIA, mais un filtre basé sur les objets ATLFEST [44] a été utilisé lors de la génération pour ne conserver que les événements $t\bar{t}jj$ susceptibles de constituer un bruit de fond. Les coupures suivantes ont été appliquées :

- ≥ 1 lepton (e, μ) avec $|\eta| < 2.8$, $p_{T_e} > 15 \text{ GeV}/c$ ou $p_{T_\mu} > 4 \text{ GeV}/c$
- ≥ 6 jets avec $|\eta| < 5$ et $p_T > 10 \text{ GeV}/c$
- ≥ 4 jets avec $|\eta| < 2.8$ (dans l'acceptance du détecteur interne)

La réponse du détecteur ATLAS est simulée à l'aide du logiciel GEANT 3 [38], qui modélise avec une très grande précision les différents sous-détecteurs d'ATLAS, en particulier la géométrie, la composition chimique des matériaux, leurs longueurs d'absorption et de radiation, et la distribution de matière passive (câbles, connecteurs, supports...), ainsi que les processus physiques auxquels sont soumises les particules lors de leur traversée de la matière (interactions nucléaires, diffusions multiples, conversions de photons,...).

Deux configurations de détecteur ont été considérées pour l'analyse du canal $t\bar{t}H$: la version "complète", et la version dite "initiale", qui sera la version installée lors du démarrage du LHC. Dans la version initiale, le détecteur à pixels ne contiendra que deux couches dans le tonneau (la plus proche du faisceau et la plus externe) et deux disques de chaque côté. Les roues les plus externes des bouchons du TRT seront également manquantes.

Référence	Processus	Nombre d'événements	Détecteur
002306	$t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu b jjb \text{ } b\bar{b} \text{ } m_H=120 \text{ GeV}/c^2$	2.10^4	Complet $ \eta < 3$
002307	$t\bar{t} \rightarrow \ell\nu b jjb$	10^5	Complet $ \eta < 3$
002308	$t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu b jjb \text{ } b\bar{b} \text{ } m_H=120 \text{ GeV}/c^2$	2.10^4	INITIAL $ \eta < 7$
002309	$t\bar{t} \rightarrow \ell\nu b jjb$	10^5	INITIAL $ \eta < 7$
002055	$WH \rightarrow \ell\nu \text{ } b\bar{b} \text{ } m_H=120 \text{ GeV}/c^2$	2.10^4	Complet $ \eta < 7$
002056	$WH \rightarrow \ell\nu \text{ } u\bar{u} \text{ } m_H=120 \text{ GeV}/c^2$	5.10^4	Complet $ \eta < 7$
002323	$WH \rightarrow \ell\nu \text{ } b\bar{b} \text{ } m_H=400 \text{ GeV}/c^2$	2.10^4	Complet $ \eta < 7$
002324	$WH \rightarrow \ell\nu \text{ } u\bar{u} \text{ } m_H=400 \text{ GeV}/c^2$	5.10^4	Complet $ \eta < 7$

TAB. 5.1 – Lots d'événements Monte-Carlo utilisés pour l'étude des performances d'identification des jets b .

A partir de la configuration initiale, quatre lots de données ont été produits. Un premier lot (INITIAL) sert de référence pour estimer les effets dûs à la géométrie. Un second lot (PILEUP) tient compte des événements de biais minimum qui se superposent aux processus de physique à basse luminosité ($\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), soit 4.6 événements en moyenne. La taille des pixels dans la couche b est de 400 μm au lieu des 300 μm initialement prévus. Les deux autres lots, obtenus à partir du lot PILEUP, tiennent compte des inefficacités de détection dues aux puces de lecture et aux modules morts. Le lot INEFF B a été simulé en utilisant des valeurs d'inefficacités de 2% et 1% pour les puces et les modules respectivement, dans les deux couches du tonneau et pour tous les disques. Un second lot, appelé INEFF A, a également été considéré. Des études réalisées dans le canal WH ont en effet montré que la réduction des inefficacités de la couche b, déterminante pour l'étiquetage des jets b, au niveau de 0.5% et 1% pour les modules et les pixels respectivement peut améliorer les performances de façon significative. Ceci peut être réalisé en construisant la couche b avec les modules les plus performants.

Les lots WH utilisés comme référence ont été simulés avec la version complète du détecteur. Deux lots différents WH, $H \rightarrow u\bar{u}$ et WH, $H \rightarrow b\bar{b}$ permettent de construire les fonctions de vraisemblance. Enfin, deux valeurs de masse du boson de Higgs sont utilisées, 120 et 400 GeV/c^2 , pour permettre d'étudier un large spectre en impulsion pour les jets. Les différents lots et le nombre d'événements pour chacun sont résumés dans le tableau 5.1.

Pour l'ensemble des données, les paramètres des traces sont reconstruits à l'aide du logiciel xKalman [45] et les jets à l'aide du logiciel de simulation rapide ATLFAST [44]. La position du vertex primaire selon l'axe z est celle donnée par la vérité Monte-Carlo. L'utilisation du vertex reconstruit dans les événements $t\bar{t}H/t\bar{t}$ ne devrait pas modifier les performances, grâce à la grande multiplicité de traces qui permet d'obtenir une résolution de l'ordre de 30 μm [46].

5.3 Comparaison des canaux WH et $t\bar{t}H$

La figure 5.1 montre deux simulations d'événements dans le détecteur interne. La figure (a) est une production associée WH, dans laquelle le boson W se désintègre en muon et neutrino, et le boson de Higgs en quarks b ($WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$). La figure (b) montre un événement $t\bar{t}H$ qui contient un lepton et six jets ($t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu b j j b \bar{b}$).

Les précédentes études réalisées ont seulement mis en évidence des dépendances en impulsion et en pseudorapidité pour l'identification des jets b, quel que soit le type d'événement considéré. Cependant, la comparaison des événements de la figure 5.1 autorise à s'interroger sur la validité d'une telle hypothèse. La grande multiplicité de jets et de traces dans les événements $t\bar{t}H$ laisse penser qu'une simple extrapolation des performances d'étiquetage obtenues avec WH est peut-être un peu trop simpliste. La reconstruction des traces dans un tel environnement est probablement plus délicate. La comparaison des résultats obtenus dans les deux canaux et l'analyse des caractéristiques cinématiques pour chaque type d'événement sont présentées dans cette section.

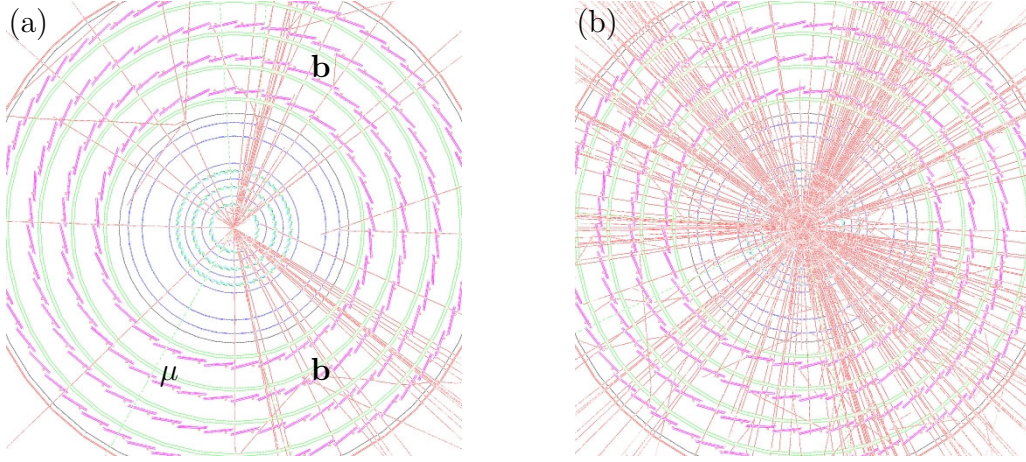


FIG. 5.1 – Comparaison d'un événement WH (a) et d'un événement $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$ (b). Seules les particules vérifiant $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ sont représentées.

5.3.1 Nettoyage des données

La première comparaison utilise les lots de données $WH(120)$, $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$, et la version complète du détecteur. Les performances sont évaluées en utilisant la direction des jets donnée par ATLFAST, reconstruits avec un algorithme de cône de taille $\Delta R = 0.4$. Pour $WH(120)$, la fonction de vraisemblance des jets légers est construite avec les événements $WH \rightarrow \mu\nu u\bar{u}$, et celle des jets b à partir de $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$. Pour cette première comparaison, les événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$ ne sont pas distingués : les fonctions de vraisemblance sont construites en utilisant la totalité des jets b et des jets légers de $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$. Ceci est justifié par les figures 5.8 et 5.9 (*cf.* section 5.3.4), qui montrent qu'en première approximation, les caractéristiques cinématiques de ces deux types d'événements sont très similaires.

La comparaison "brutale" des performances dans les canaux WH et $t\bar{t}/t\bar{t}H$ donne de mauvais résultats (tableau 5.2) : pour une efficacité de 50% d'identification des jets b , le facteur de rejet des jets légers est de 99 ± 2 pour $t\bar{t}/t\bar{t}H$ et 177 ± 8 pour WH . Les distributions des poids de jets b dans les deux canaux sont assez proches (figure 5.2-a). La figure 5.2-b en revanche, montre que la fraction de jets légers de grand poids est beaucoup plus importante dans les événements $t\bar{t}H/t\bar{t}$.

Dans le cas de WH , les jets légers et les jets b utilisés pour construire les fonctions de vraisemblance proviennent de deux lots d'événements indépendants, qui garantissent la pureté des jets sélectionnés. La seule contamination possible du lot de jets légers provient des conversions de gluons en paires de quarks lourds (taux de branchement faible). Pour $t\bar{t}/t\bar{t}H$, les jets légers et les jets b sont extraits des mêmes événements. Une mauvaise sélection des jets b contamine le lot de jets légers, et ces jets de grand poids ne sont pas rejetés lors de la procédure d'étiquetage.

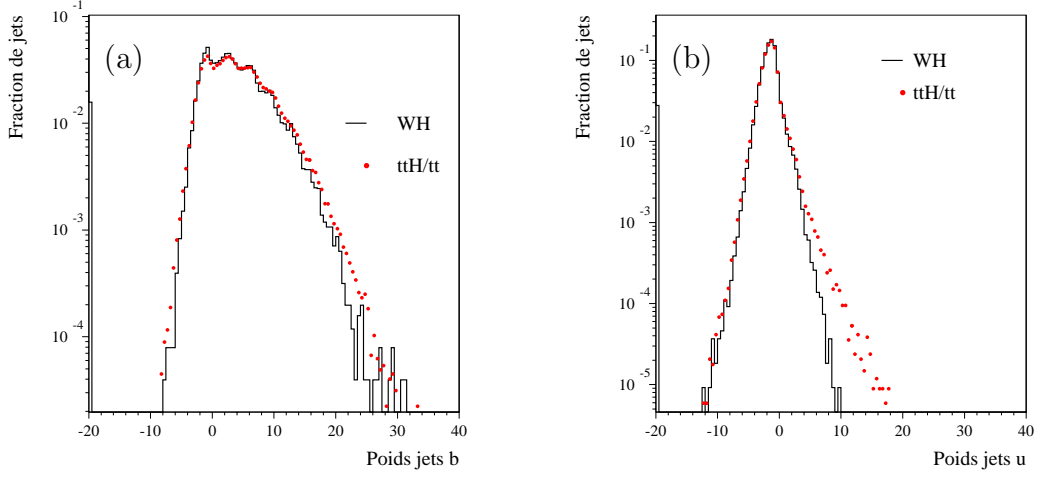
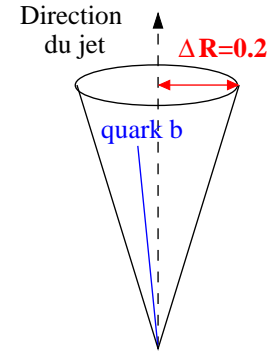


FIG. 5.2 – Comparaison des poids de jets b (a) de jets légers (b) dans les événements WH et $t\bar{t}/t\bar{t}H$. Les distributions sont normalisées à l'unité.

La sélection des jets b dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$ est basée sur le label d'ATLFAST : un jet est identifié comme b s'il se trouve dans l'acceptance du détecteur interne ($|\eta| < 2.5$), et si un quark b d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV/c est trouvé dans un cône de taille $\Delta R = 0.2$ autour de la direction du jet. Seuls 75 % des jets b sont correctement labellés. Les autres ($|\eta|_{jet} > 2.5$, quarks en dehors du cône ou impulsion du quark < 5 GeV/c), sont considérés comme des jets légers.



Les fonctions de vraisemblance sont construites à partir des jets se trouvant dans l'acceptance du détecteur interne : tous les jets labellés b sont utilisés, tandis qu'une présélection est appliquée sur les jets légers pour supprimer la contribution des jets b mal labellés, et ainsi améliorer les résultats précédents. Dans un premier temps, seuls les jets légers provenant d'événements dans lesquels toutes les saveurs lourdes ont été identifiées (autant de jets labellés que de quarks b et c créés dans l'événement) sont utilisés. Cette méthode permet d'obtenir un lot de jets légers très pur, mais elle est peu efficace : seuls 48% des jets légers sont conservés. Pour augmenter la statistique, les jets dont la distance au quark b ou c le plus proche est supérieure à $\Delta R = 0.8$ sont ajoutés. L'efficacité de sélection augmente jusqu'à 87%. Après ce nettoyage, les résultats sont significativement améliorés, comme le montre le tableau 5.2.

ϵ_b	$t\bar{t}/t\bar{t}H$		Canal de référence : WH 120 GeV/c ²
	Comparaison "brute"	Après sélection des jets légers	
50%	99 ± 2	209 ± 6	177 ± 8
60%	44 ± 1	69 ± 1	55 ± 1

TAB. 5.2 – Facteurs de rejet de jets légers pour les canaux $t\bar{t}/t\bar{t}H$ et WH(120).

5.3.2 Partage des traces

Malgré la purification du lot de jets légers, un grand nombre d'entre eux se trouvent encore dans les queues de distributions pour les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$. La figure 5.3 compare de nouveau les distributions de poids des jets légers dans les deux types d'événements, et montre une corrélation entre le poids du jet et la distance au jet le plus proche. Sur la figure 5.3-b, qui correspond aux événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$, il apparaît clairement que les jets légers de grand poids sont très proches d'un autre jet. Ces queues de distribution sont absentes pour les événements WH.

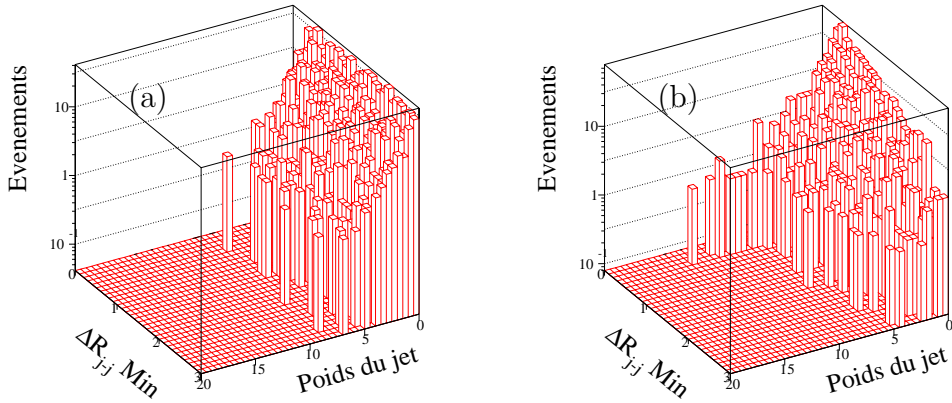


FIG. 5.3 – Corrélation entre les poids de jets légers et la distance du jet le plus proche dans les événements WH (a) et $t\bar{t}/t\bar{t}H$ (b).

La grande multiplicité de particules dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$ induit une probabilité importante pour que deux jets soient très proches l'un de l'autre : ainsi, 30% des jets sont situés à une distance $\Delta R < 0.8$ d'un autre jet. La taille de cône utilisée pour la reconstruction étant de 0.4, les traces qui se trouvent dans le volume d'intersection des cônes sont communes aux deux jets, et sans précaution, sont utilisées deux fois. Pour résoudre ce problème, les traces sont associées à un seul jet, en utilisant comme critère d'attribution la distance trace-jet minimale.

ϵ_b	$t\bar{t}/t\bar{t}H$		Canal de référence WH 120 GeV/ c^2
	Après sélection des jets légers	Après attribution des traces	
50%	209 ± 6	282 ± 9	177 ± 8
60%	69 ± 1	79 ± 1	55 ± 1

TAB. 5.3 – Comparaison des résultats obtenus dans les canaux $t\bar{t}/t\bar{t}H$ et WH, après le nettoyage des données et l'association trace-jet.

Cette procédure simple permet d'améliorer significativement les taux de rejet, de 34% et 14% pour les efficacités d'identification de 50% et 60% respectivement (tableau 5.3). Les résultats obtenus dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$ sont meilleurs que ceux du canal WH(120). Ce point sera discuté dans la section 5.3.4.

5.3.3 Isolation des jets

Après le nettoyage des données et l'attribution des traces, il reste une différence sensible entre les jets "isolés", c'est à dire situés à une distance $\Delta R > 0.8$ d'un autre jet, et les jets "non isolés" ($\Delta R \leq 0.8$), dont le cône coupe celui d'un autre jet. Le tableau 5.4 donne les facteurs de rejet attendus pour ces deux types de jets. La dégradation des performances pour les jets non isolés est d'environ 30%. La figure 5.5-a montre l'évolution de ce facteur de rejet en fonction de la distance au jet le plus proche.

ϵ_b	$t\bar{t}/t\bar{t}H$		
	Global	jets isolés	jets non isolés
50%	282 ± 9	332 ± 13	207 ± 11
60%	79 ± 1	85 ± 2	60 ± 2

FIG. 5.4 – Facteurs de rejet des jets légers en fonction de l'isolation des jets, dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$.

Cette différence entre jets isolés et non isolés provient de deux sources. La première est illustrée sur la figure 5.5-b, qui donne la distribution d'impulsion transverse moyenne des jets dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$, pour des jets isolés et non isolés. Les jets non isolés sont très souvent des jets de radiation, et sont en moyenne moins énergétiques que les jets issus de quarks.

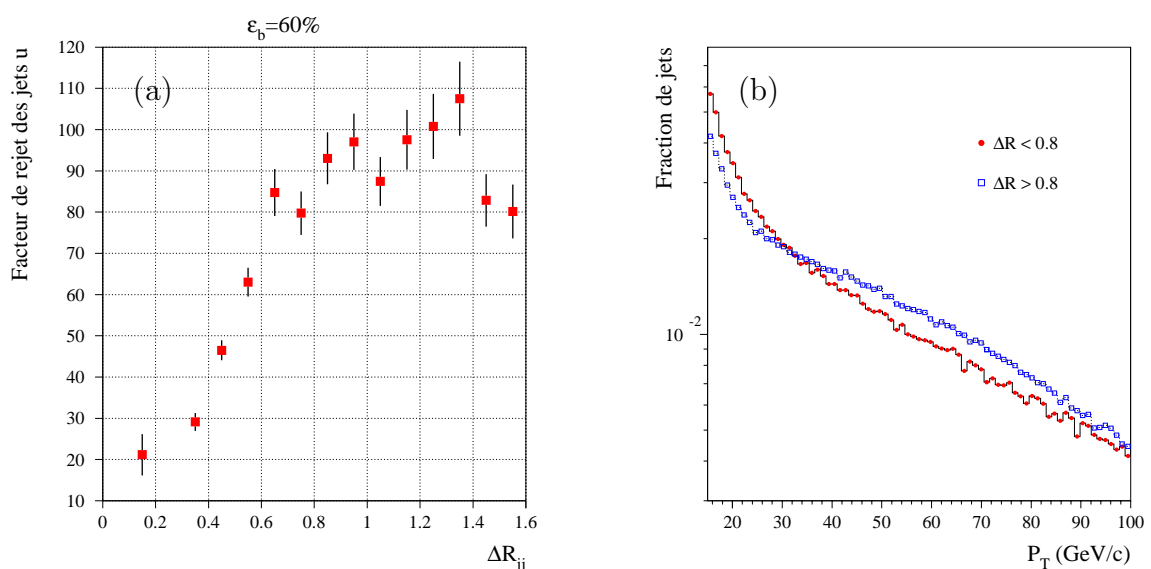


FIG. 5.5 – (a) Evolution des facteurs de rejet de jets légers en fonction de la distance du jet le plus proche dans les événements $t\bar{t}H/t\bar{t}$. (b) Distribution de l'impulsion transverse des jets isolés (carrés) et non isolés (cercles).

La figure 5.6-a montre la dépendance des facteurs de rejet des jets légers en fonction de l'impulsion. La différence entre les jets isolés et non isolés est en grande partie effacée : dans un même intervalle en impulsion, les performances sont presque identiques. Les jets peu énergétiques contiennent des traces de faible impulsion, très sensibles aux diffusions multiples lors de leur traversée de la matière du détecteur. La direction des traces, et donc leur paramètre d'impact, sont reconstruits avec une plus grande erreur, ce qui réduit la signification et rend ces jets plus difficiles à identifier. Pour les jets de grande impulsion, la plus grande multiplicité de traces et l'ouverture réduite du jet gênent la reconstruction, ce qui limite également les performances.

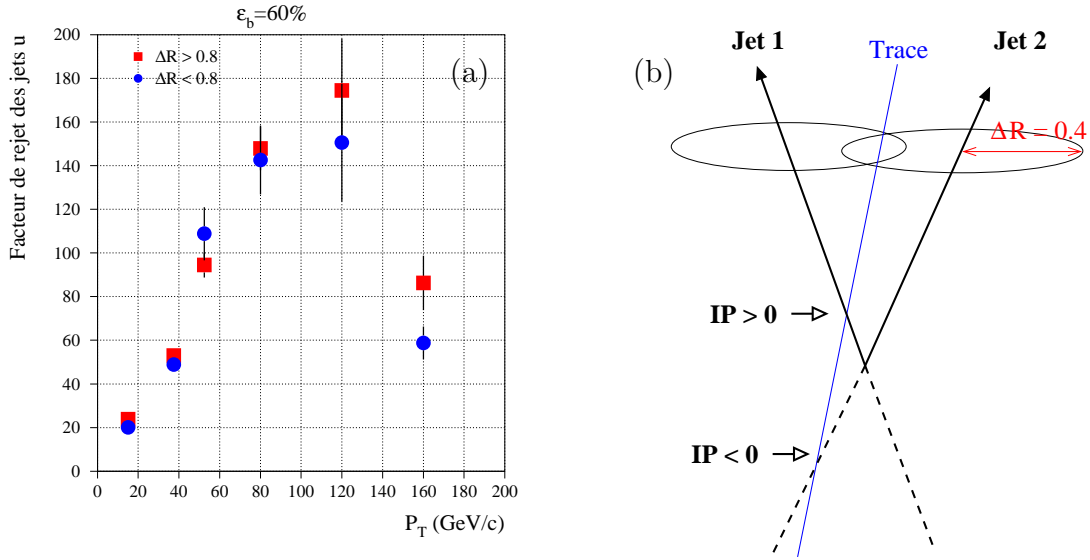


FIG. 5.6 – (a) Comparaison des facteurs de rejet obtenus pour des jets isolés (carrés) et non isolés (cercles) dans les événements $t\bar{t}H/t\bar{t}$ en fonction de l'impulsion. (b) Changement de signe du paramètre d'impact d'une trace induit par d'une mauvaise association trace-jet.

Le facteur de rejet reste cependant plus faible pour les jets non isolés. Un second effet, moins important, peut expliquer une partie de la différence observée entre les deux types de jets. La figure 5.7 compare les poids des jets isolés et non isolés. Pour ces derniers, les distributions sont très légèrement décalées vers les valeurs négatives, pour les jets b et les jets légers. Ce biais est induit lors de l'association trace-jet par le critère de distance minimale : lorsqu'une trace est attribuée au mauvais jet, le signe du paramètre d'impact est inversé (figure 5.6-b). Ce changement de signe réduit le poids des traces de grande signification positive, et tend à diminuer le poids moyen du jet.

Le résultat obtenu dans ce paragraphe montre qu'en plus de la pseudorapidité et de l'impulsion, l'isolation des jets est un paramètre non négligeable pour l'étiquetage des jets b dans les événements de grande multiplicité.

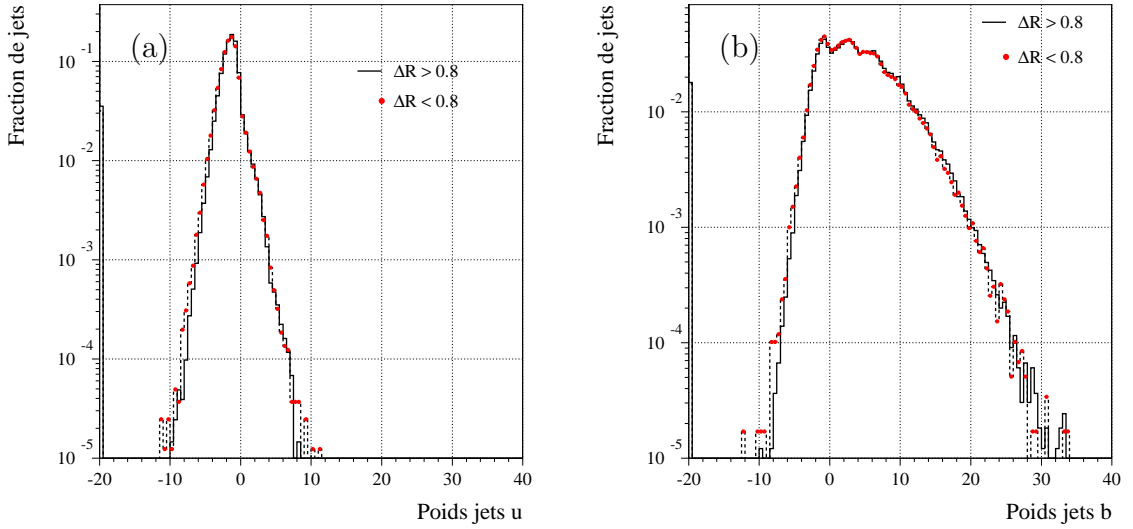


FIG. 5.7 – Distribution des poids de jets légers (a) et de jets b (b), pour des jets isolés (histogramme) et non isolés (cercles) dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$.

5.3.4 Dépendance en p_T et η

Les performances finalement obtenues dans le canal $t\bar{t}/t\bar{t}H$ sont très supérieures à celles du canal de référence WH (tableau 5.3). Pour comprendre cette différence, il est nécessaire d'étudier plus en détails les caractéristiques cinématiques de chaque type d'événement. La figure 5.8 présente les distributions d'impulsion et de pseudorapacité des jets b, ainsi que la multiplicité et l'impulsion des traces dans les lots WH(120), WH(400), $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$. La figure 5.9 donne les mêmes distributions pour les jets légers.

Le principal mécanisme de production de l'état final $t\bar{t}H$ est la fusion de gluons ($gg \rightarrow t\bar{t}H$, $\sim 68\%$ à 120 GeV/ c^2), tandis que l'annihilation quark/antiquark ($q\bar{q} \rightarrow WH$) est le seul pour WH. Pour $t\bar{t}H$, les deux gluons intervenant dans le processus portent en moyenne la même fraction d'énergie du proton initial, et les particules sont majoritairement produites dans la région centrale du détecteur. Pour WH en revanche, les antiquarks portent généralement une fraction d'impulsion faible par rapport aux quarks de valence, et les particules produites dans l'état final ont une composante d'impulsion longitudinale importante, dans la direction du quark initial. Ceci est visible pour les événements WH(120), sur les figures 5.8-b et 5.9-b, qui présentent des distributions en pseudorapacité plus larges pour les jets b et les jets légers. Cet effet est atténué par la grande masse du boson de Higgs dans les événements WH(400).

L'implication de cette différence en pseudorapacité est visible sur la figure 5.10-a, qui montre le facteur de rejet des jets légers en fonction de l'impulsion des jets. Pour des impulsions identiques (inférieures à 100 GeV/ c), les performances sont moins bonnes dans le canal WH(120), dont les jets sont plus souvent à grande pseudorapacité que dans $t\bar{t}/t\bar{t}H$.

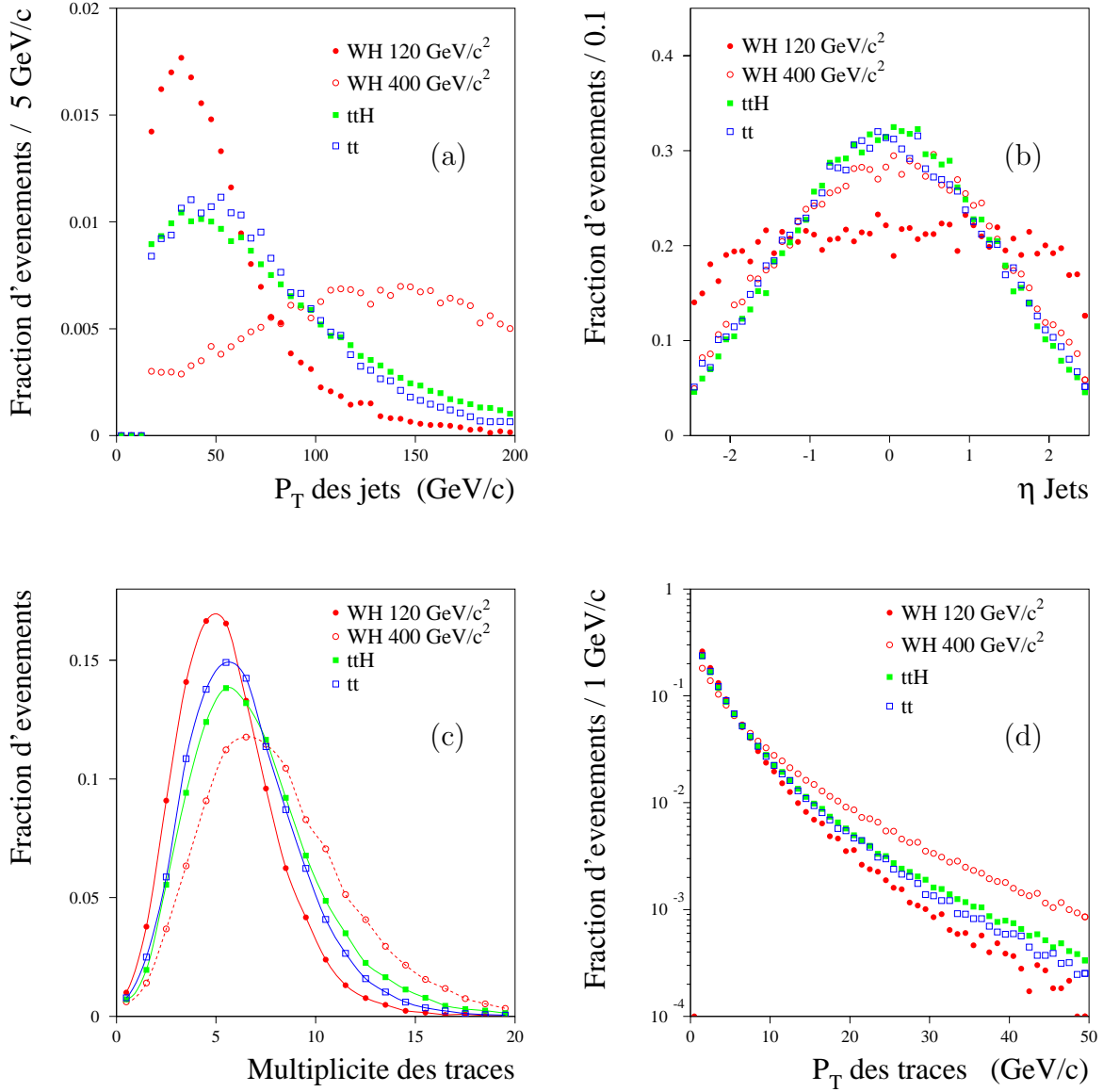


FIG. 5.8 – Distribution de l'impulsion transverse (a), de la pseudorapidité (b), de la multiplicité de traces (c) et de l'impulsion transverse des traces (d) dans les jets b , pour quatre types d'événements: WH 120 GeV/c² (cercles pleins), WH 400 GeV/c² (cercles vides), $t\bar{t}H$ (carrés pleins) et $t\bar{t}$ (carrés vides).

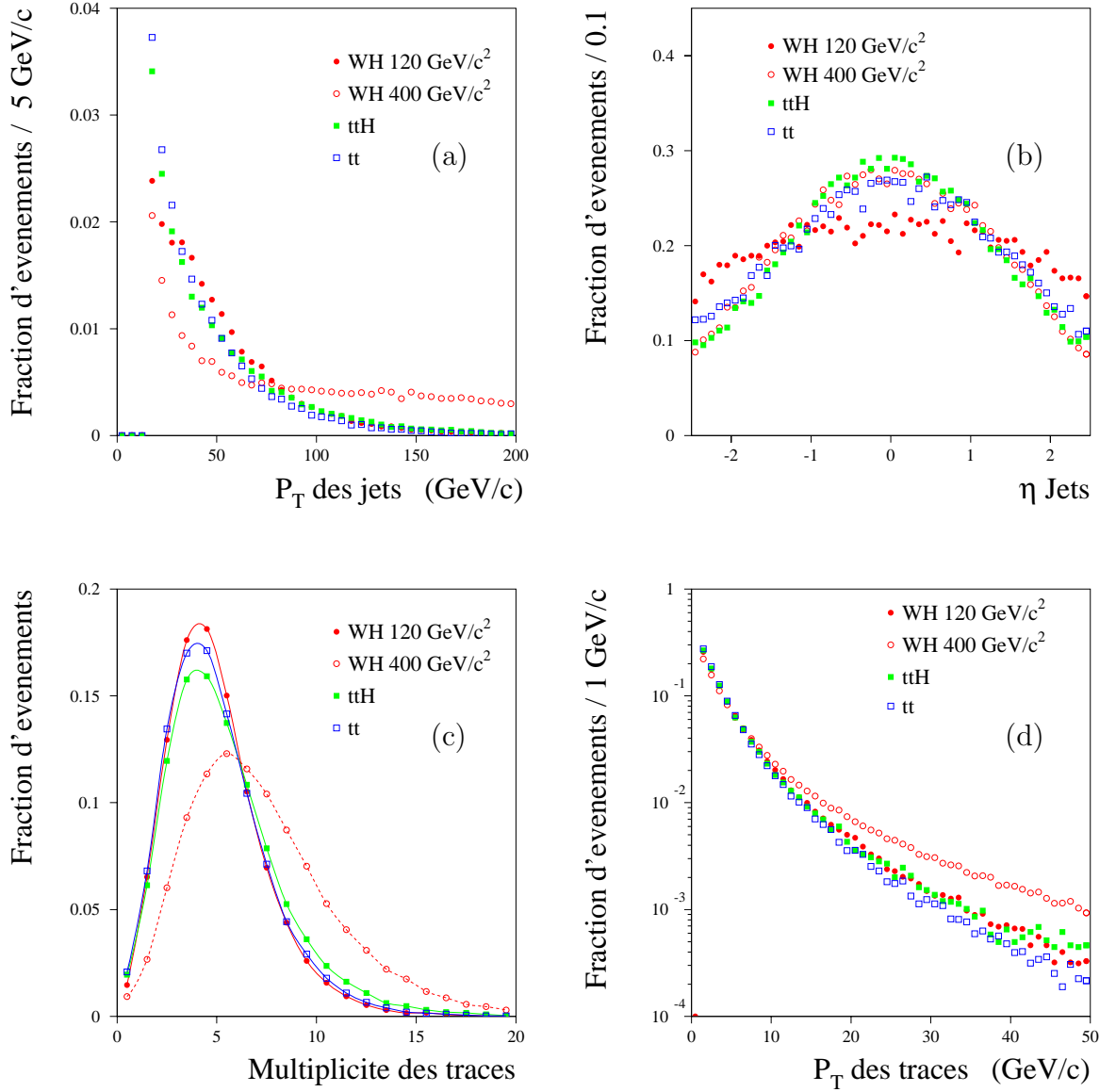


FIG. 5.9 – Distribution de l'impulsion transverse (a), de la pseudorapidité (b), de la multiplicité de traces (c) et de l'impulsion transverse des traces (d) dans les jets légers, pour quatre types d'événements : WH 120 GeV/c^2 (cercles pleins), WH 400 GeV/c^2 (cercles vides), $t\bar{t}H$ (carrés pleins) et $t\bar{t}$ (carrés vides).

La dépendance en pseudorapidité est liée au parcours des particules dans le détecteur : à grand $|\eta|$, la quantité de matière traversée par les particules est plus importante, et elles subissent davantage de diffusions multiples et d'interactions nucléaires. Les traces secondaires issues des interactions nucléaires, dont le paramètre d'impact est différent de zéro (peu nombreuses à cause des coupures de qualité sévères), et la mauvaise détermination de la direction des traces limitent les possibilités de rejet des jets légers à grande pseudorapidité. Ce comportement général est bien visible sur la figure 5.10-b.

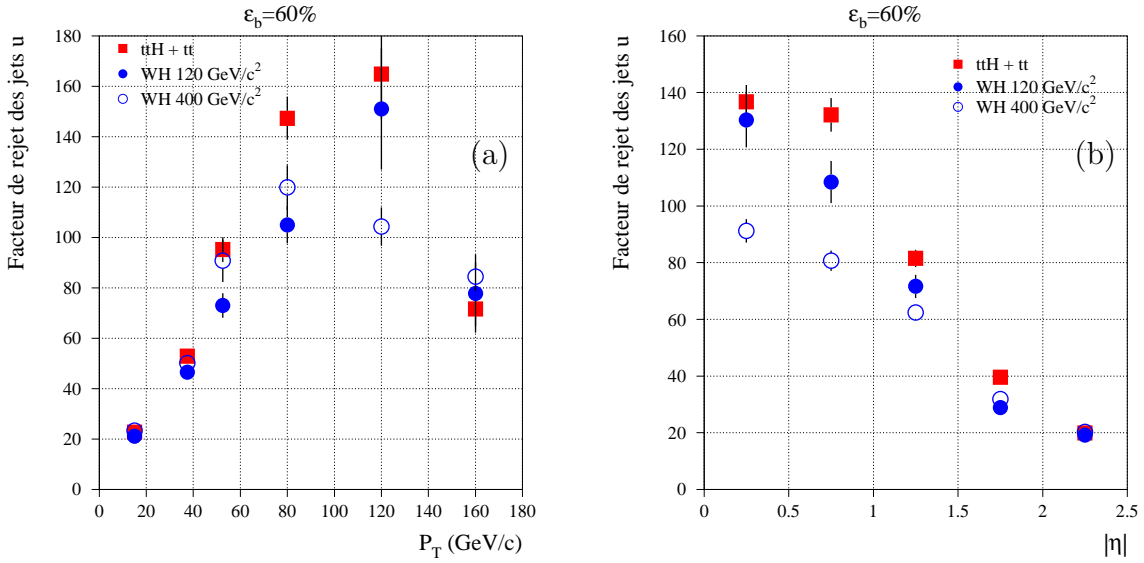


FIG. 5.10 – Dépendance des facteurs de rejet des jets légers en impulsion transverse (a) et en pseudorapidité (b) attendus avec le détecteur interne complet, dans les canaux WH (cercles) et $t\bar{t}/t\bar{t}H$ (carrés).

Les figures 5.8-b,c et 5.9-b,c montrent que les jets les plus énergétiques contiennent beaucoup de traces (ceci est particulièrement visible pour les événements WH à 400 GeV/c²). Une grande multiplicité de traces rend la reconstruction plus difficile, c'est ce qui explique la dégradation des performances pour les jets de grande impulsion. La figure 5.10-b illustre la dépendance en pseudorapidité des facteurs de rejet des jets légers, pour les événements WH(400), WH(120), $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$. La dégradation à grand $|\eta|$ est visible pour tous les processus, mais pour une valeur de pseudorapidité donnée, les performances sont sensiblement moins bonnes pour les événements WH(400), dont les jets ont en moyenne de grandes impulsions.

Pour construire les deux courbes 5.10-a et 5.10-b, les événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$, dont les caractéristiques cinématiques sont très proches, ont été utilisés ensemble. La seule différence notable se trouve dans le spectre en impulsion des jets légers : il y a davantage de jets légers de faible impulsion dans les événements $t\bar{t}$, qui ont été sélectionnés spécialement pour contenir des jets radiatifs, et ces jets radiatifs sont généralement de plus faible impulsion que les jets issus de quarks. Globalement, les différences entre les événements WH et $t\bar{t}/t\bar{t}H$ sont bien comprises à partir des différences en impulsion, en pseudorapidité et sur l'isolation des jets.

5.3.5 Jets c

Les événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$, contrairement aux événements WH utilisés, contiennent un grand nombre de jets c issus des désintégrations hadroniques du boson W (rapport de branchement $W \rightarrow cX$ autour de 35 %).

La figure 5.11 donne les facteurs de rejet attendus pour les jets c en fonction de leur pseudorapidité et de leur impulsion, à 60% d'efficacité. Les variations en fonction de p_T et η sont identiques à celles des jets légers, mais les performances sont inférieures d'un ordre de grandeur. Cette limitation a une explication physique : le temps de vie des hadrons charmés est assez important ($c\tau \sim 150\text{-}300 \mu\text{m}$), et les jets c contiennent des traces de grand paramètre d'impact. Le tableau 5.4 résume les facteurs de rejet globaux attendus pour les jets légers et les jets c dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$, et donne une comparaison avec les facteurs "canoniques" actuellement utilisés dans la collaboration ATLAS, qui semblent un peu trop optimistes à ce stade de l'analyse.

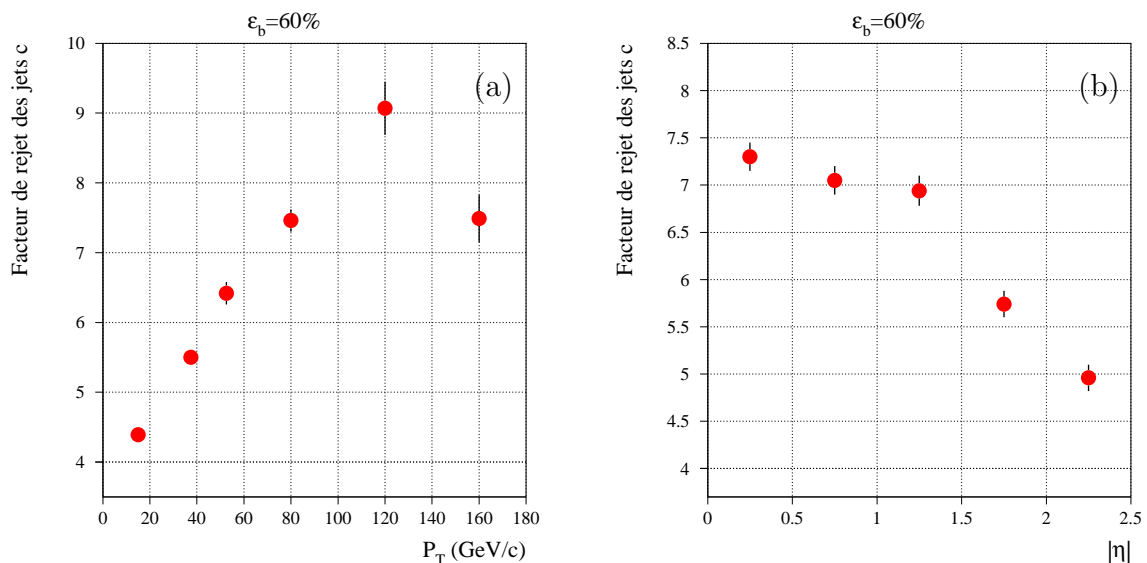


FIG. 5.11 – Facteurs de rejet attendus pour les jets c , en fonction de l'impulsion (a) et de la pseudorapidité (b).

	$t\bar{t}/t\bar{t}H$		Référence ATLAS	
	jets légers	jets c	jets légers	jets c
$\epsilon_b = 50\%$	282 ± 9	11.5 ± 0.2	300	15
$\epsilon_b = 60\%$	79 ± 1	6.7 ± 0.1	100	10
$\epsilon_b = 80\%$	7 ± 0.1	2.4 ± 0.1	15	2

TAB. 5.4 – Facteurs de rejet globaux des jets légers et c dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$, et référence utilisée dans ATLAS.

5.4 Comparaison des canaux $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$

Jusqu'ici, les performances d'identification des jets b semblent dépendre de trois paramètres intuitifs : l'impulsion des jets, leur pseudorapidité et leur isolation. Pour les processus $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$, les distributions de ces trois variables sont assez proches, et il devient possible de tester plus précisément ces hypothèses en comparant différents lots de jets b et de jets légers selon leur origine.

5.4.1 Jets b

Dans un premier temps, les jets b sont classés en trois catégories selon leur provenance : quark b issu de la désintégration du quark top ou du boson de Higgs dans $t\bar{t}H$, et quark b issu du top dans $t\bar{t}$. Le lot de jets légers contient tous les jets légers de $t\bar{t}H$ et $t\bar{t}$. Les facteurs de rejet obtenus pour chaque type de jets sont présentés dans le tableau 5.5.

$\epsilon_b=60\%$	$t\bar{t}H$		$t\bar{t}$
	b du quark top	b du Higgs	b du quark top
R_u	82 ± 1	71 ± 1	79 ± 1
$\langle p_T \rangle_b$	84.0	75.1	70.6
$\langle \Delta R \rangle_{bj}$	1.1	1.0	1.4

TAB. 5.5 – Facteurs de rejet des jets légers (R_u), impulsion transverse moyenne ($\langle P_T \rangle$) en GeV/c et distance minimale moyenne entre jets ($\langle \Delta R \rangle$) pour différents lots de jets b (efficacité d'étiquetage $\epsilon_b=60\%$).

Les différences observées s'expliquent aisément à partir des distributions d'impulsion et d'isolation des jets. Les distributions en pseudorapidité sont identiques, mais les jets b issus du quark top dans $t\bar{t}H$, un peu plus énergétiques que ceux des deux autres lots, sont mieux identifiés. Dans les événements $t\bar{t}$, la distance minimale moyenne entre deux jets est plus importante, car la multiplicité de particules est moins grande dans $t\bar{t}$ que dans $t\bar{t}H$. Ce lot contient ainsi moins de jets non isolés que les deux autres. La figure 5.12-a présente les facteurs de rejet pour les trois lots, en fonction de l'impulsion, et pour les jets isolés uniquement. Les résultats obtenus sont compatibles jusqu'à $100 \text{ GeV}/c$. Au-delà, l'accord reste très bon malgré le manque de statistique.

5.4.2 Quarks et gluons

Dans un second test, les jets légers sont divisés en deux classes : les “jets de quarks”, issus de la désintégration du boson W , et les “jets de gluons”, qui proviennent uniquement des radiations. Ces deux types de jets sont comparés pour $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$. Le lot de jets b comprend tous les jets b de $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$. De faibles différences existent entre les événements $t\bar{t}H$ et $t\bar{t}$ pour les jets légers. Les événements $t\bar{t}$ contiennent davantage de jets de faible impulsion (figure 5.9-a), et ces jets ont une

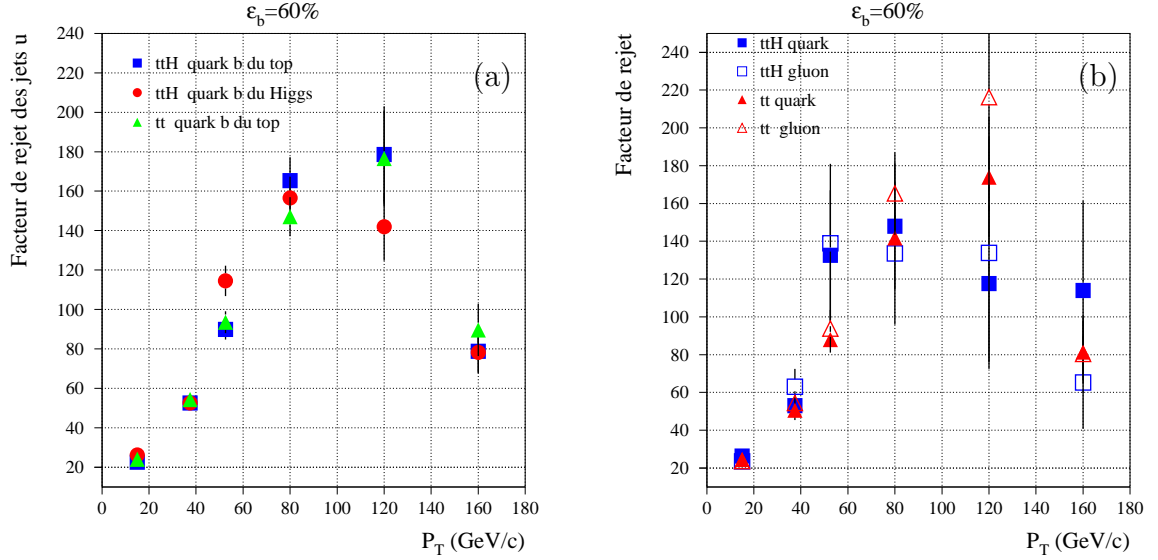


FIG. 5.12 – Comparaison des facteurs de rejet pour différents lots de jets b (a) et différents lots de jets légers (b) isolés, en fonction de leur impulsion transverse.

distribution en pseudorapidité un peu plus large que pour les événements $t\bar{t}H$ (figure 5.9-b). En outre, les jets dans $t\bar{t}$ sont plus souvent isolés, la multiplicité moyenne de jets étant moins importante. La figure 5.12-b compare les facteurs de rejet pour les différents types de jets, en fonction de l'impulsion et pour des jets isolés uniquement.

$\epsilon_b=60\%$	$t\bar{t}H$		$t\bar{t}$	
	quarks uds	gluons	quarks uds	gluons
R_u	80 ± 6	80 ± 5	75 ± 2	81 ± 2
$\langle p_T \rangle_u$	65.2	41.3	56.3	35.6
$RMS(\eta)_u$	1.1	1.3	1.2	1.4
$\langle \Delta R \rangle_{uj}$	1.0	1.1	1.2	1.3

TAB. 5.6 – Facteurs de rejet des jets légers (R_u), impulsion transverse moyenne ($\langle p_T \rangle$) en GeV/c, et largeur moyenne de la distribution en pseudorapidité des jets légers, distance minimale moyenne entre jets ($\langle \Delta R \rangle$) pour différents lots de jets légers (efficacité d'étiquetage $\epsilon_b=60\%$).

Les résultats sont compatibles pour les quatre lots de jets. Malgré le manque de statistique, les facteurs de rejet obtenus semblent légèrement moins bons pour $t\bar{t}$, ce qui peut s'expliquer par la plus grande pseudorapidité des jets. Pour des impulsions de jets supérieures à 100 GeV/c, le manque de statistique rend difficile toute interprétation. Un dernier test a été réalisé, en ne conservant que la distinction entre les jets de quarks et les jets de gluons. Pour augmenter la statistique, l'ensemble des événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$ est utilisé.

La figure 5.13 compare les facteurs de rejet obtenus pour les jets de quarks et les jets de gluons, en fonction de l'impulsion et de la pseudorapidité. Seuls les jets isolés ont été utilisés, pour supprimer le biais induit dans les jets de gluon, qui sont plus souvent proches d'un autre jet (figure 5.14-c).

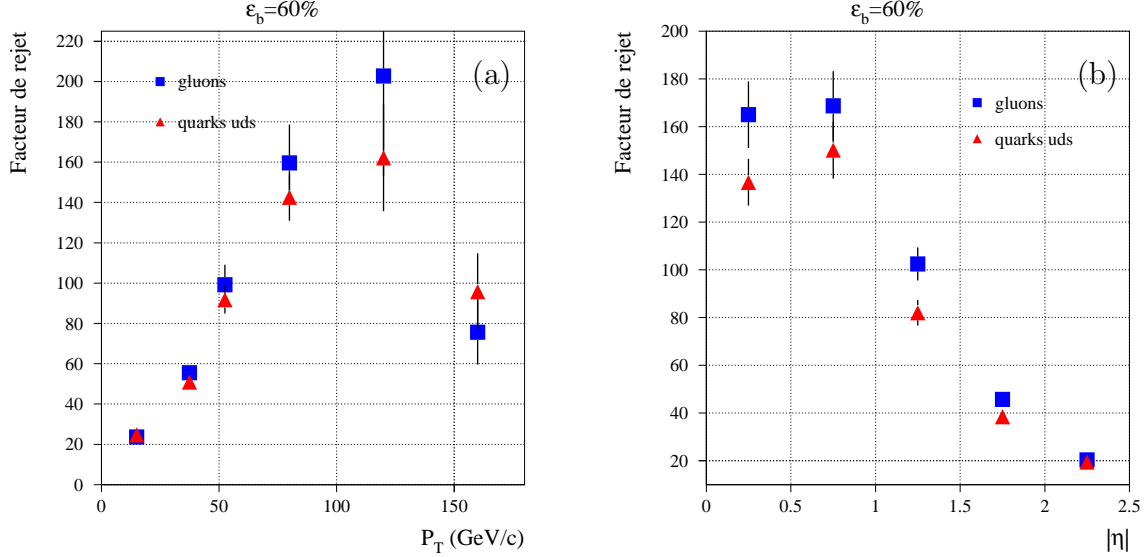


FIG. 5.13 – Comparaison des facteur de rejet en fonction de l'impulsion transverse (a) et de la pseudorapidité (b) pour les jets de gluons et les jets de quarks, dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}bH$. Seuls les jets isolés sont utilisés.

Même si les erreurs statistiques restent importantes, les jets de gluons sont mieux rejetés que les jets de quarks. Les variables pertinentes ont été comparées sur les figures 5.14 pour les deux types de jets, mais ne permettent pas d'expliquer la différence observée : les jets de gluons sont de faible impulsion et leur distribution en pseudorapidité est plus large.

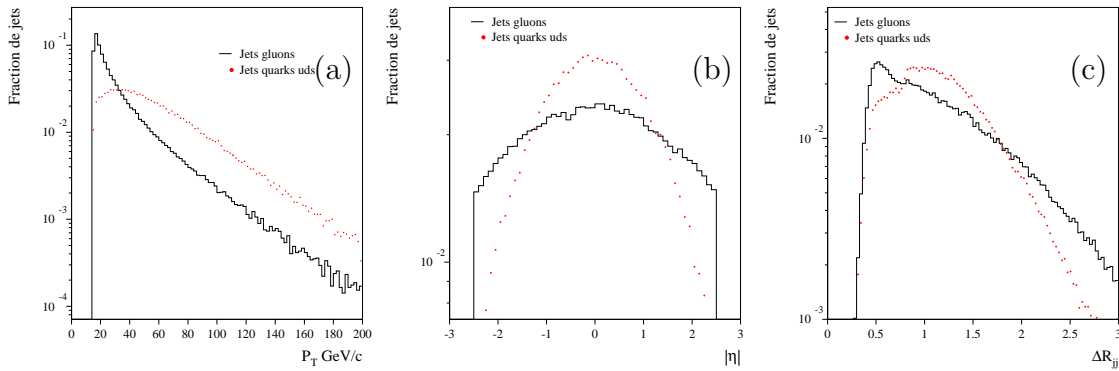


FIG. 5.14 – Comparaison des distributions d'impulsion transverse (a), de pseudorapidité (b) et de la distance minimale entre jets (c) pour les jets de gluons (trait plein) et pour les quarks issus des bosons W , dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$.

L'une des hypothèses possibles pour expliquer ce résultat est que la contribution des quarks s , qui peuvent donner naissance à des particules de longue durée de vie (Λ , K_S^0 , Hypérons), limite les performances de rejet des jets de quarks issus du boson W . Le tableau 5.7 montre les facteurs de rejet obtenus séparément pour les différentes saveurs de jets, identifiées à partir du quark le plus lourd trouvé dans le cône du jet (distance quark-jet inférieure à 0.4). Les jets identifiés comme “gluons” ne sont associés à aucun quark provenant de la désintégration d'un boson W . Les facteurs de rejet sont compatibles pour les jets ne contenant aucune saveur lourde, tandis que de moins bonnes performances sont obtenues pour les jets “ s ”.

	$t\bar{t}/t\bar{t}H$		
	gluons	quarks u,d	quarks s
$\epsilon_b=50\%$	308 ± 13	284 ± 16	208 ± 1
$\epsilon_b=60\%$	80 ± 2	82 ± 3	66 ± 3

TAB. 5.7 – Comparaison des facteurs de rejet globaux pour les jets radiatifs et les jets provenant de quarks, dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$.

5.4.3 Conclusion

Les résultats présentés dans cette section ont permis de vérifier que la méthode d'étiquetage basée sur l'information donnée par le paramètre d'impact transverse ne dépend pas de la nature des événements considérés. Les performances d'identification des jets b sont comparables pour les événements $t\bar{t}$, $t\bar{t}H$ et WH , lorsque les différences cinématiques sont prises en compte. Jusqu'à présent, seules l'impulsion des jets et leur pseudorapacité semblaient pertinentes pour expliquer les différences observées. Les études réalisées ont montré que l'isolation des jets est également un paramètre important dans les événements qui contiennent une grande multiplicité de particules. Les facteurs de rejet globaux (c'est à dire sans dépendance en p_T ou η) obtenus à partir de l'ensemble des événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$ sont présentés sur la figure 5.15, en fonction de l'efficacité d'identification des jets b .

Les performances sont très similaires pour les jets de gluon et les jets de quark ne contenant aucune saveur lourde : pour une efficacité d'identification de jets b de 60%, les facteurs de rejet sont proches du facteur “canonique” requis pour les analyses de physique, autour de 100. Pour les jets contenant un quark s , les résultats sont dégradés de 20%. Le taux de rejet des jets c est inférieur de 30% au taux canonique requis ($R_c=10$).

Les courbes de la figure 5.15 sont comparables à celles de référence présentées dans le chapitre 4 (figure 4.5-b), déterminées à partir des événements WH . Seule la courbe correspondant aux gluons est très différente : dans les événements $t\bar{t}/t\bar{t}H$, le lot de jet léger a été nettoyé pour supprimer les conversions de gluons en saveurs lourdes, ce qui explique les meilleurs résultats.

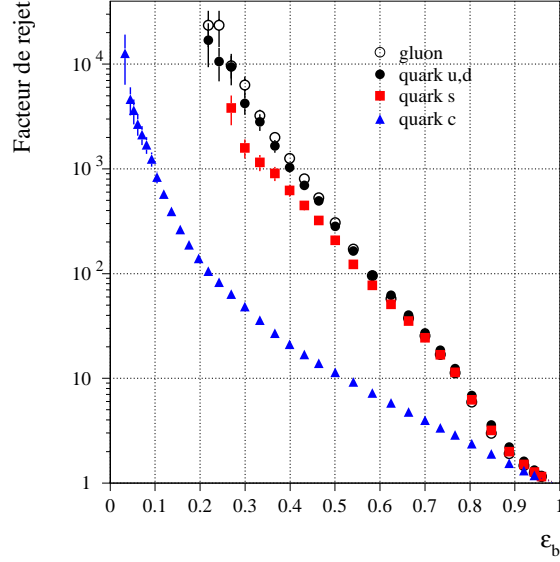


FIG. 5.15 – Courbes de rejet pour différentes saveurs de jets, en fonction de l'efficacité d'identification des jets b : gluons (cercles vides), quarks u ou d (cercles pleins), quarks s (carrés) et quarks c (triangles).

5.5 Performances au démarrage du LHC

Dans la section précédente, les études ont été réalisées sur des données simulées avec une version idéale de détecteur. Les études suivantes proposent de donner une estimation plus réaliste des performances attendues au démarrage du LHC, en incluant la version incomplète du détecteur, les effets dus au bruit d'empilement et les éventuelles dégradations apportées par les inefficacités de détection.

5.5.1 Configuration initiale du détecteur

Au démarrage de la prise de données du LHC en 2007, le détecteur interne ne sera pas entièrement installé. La couche intermédiaire du tonneau et deux disques seront manquants dans les pixels, ainsi que les roues externes des bouchons du TRT.

La figure 5.16 présente les différences de performance entre le détecteur interne complet et la version "initiale", en fonction de la pseudorapacité et de l'impulsion. La dégradation est essentiellement visible dans les régions en p_T et η où l'identification est normalement la plus efficace. Les facteurs de rejet sont réduits d'environ 30%. Cet effet est principalement dû à une importante perte d'efficacité pour la sélection des traces: les conditions sur le nombre de points de mesure requis dans les pixels (au moins deux dont un dans la couche b) et les ambiguïtés sont moins souvent vérifiées. La qualité de reconstruction est également dégradée par la suppression

d'un point de mesure dans le détecteur, mais elle est compensée par la réduction de la quantité de matière, et les résolutions sur les paramètres des traces reconstruites sont très similaires à celles obtenues pour le détecteur complet.

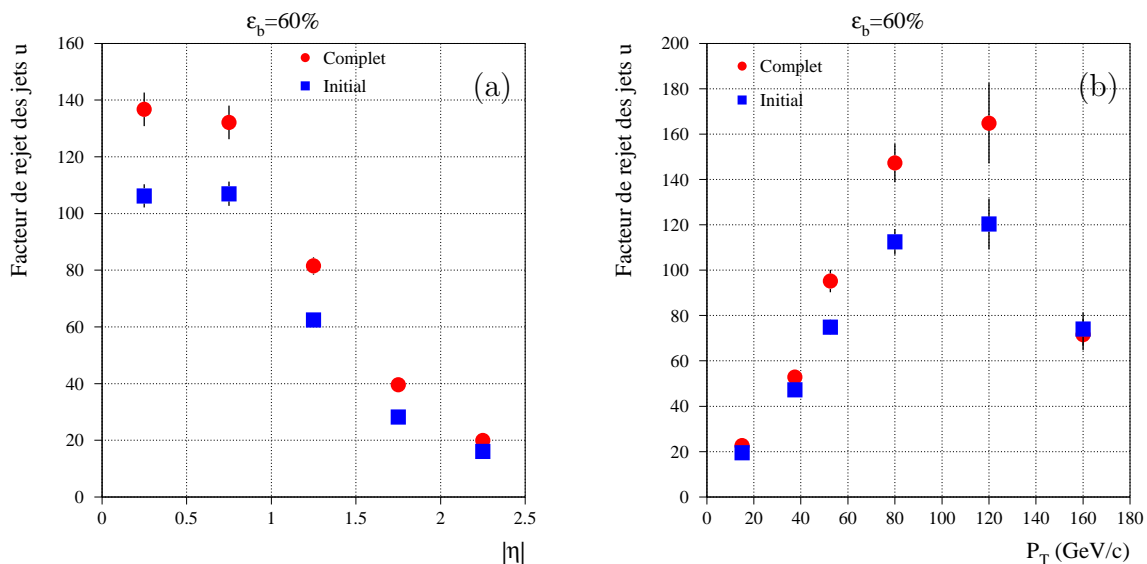


FIG. 5.16 – Comparaison des performances d'identification en fonction de la pseudorapidité des jets (a) et de leur impulsion (b), pour le détecteur interne complet (cercles) et la configuration initiale (carrés).

5.5.2 Bruit d'empilement et inefficacités

Dans la phase à basse luminosité, 4.6 événements de biais minimum en moyenne seront superposés aux processus de physique recherchés. Ces événements sont des diffusions "douces", qui donnent des traces chargées peu énergétiques, le plus souvent supprimées par les coupures de sélection : les vertex des interactions additionnelles sont répartis le long de l'axe du faisceau ($\sigma_z = 5.6$ cm), ce qui permet de les distinguer aisément du vertex principal. Le principal effet du bruit d'empilement est de réduire l'efficacité de sélection des traces, en ajoutant des ambiguïtés de reconstruction et des points de mesure partagés.

Une faible dégradation est attendue par la modification de la taille des pixels dans la couche b du tonneau. Dans les plans initiaux du détecteur, il était prévu que les deux couches les plus externes soient construites avec des modules dont la taille des cellules de lecture est fixée à $400 \times 50 \mu\text{m}^2$, tandis que pour la couche b, une taille de pixel de $300 \times 50 \mu\text{m}^2$ permettait d'améliorer la résolution sur la coordonnée z . Dans un scénario plus récent, tous les modules sont identiques. La principale raison est une importante difficulté technique pour placer la totalité des circuits nécessaires à la lecture des pixels sur la surface limitée des puces électroniques. La description

de détecteur utilisée pour cette étude est ainsi la plus proche de la version finale; seule l'épaisseur du substrat de silicium dans la couche b reste à modifier : elle devra être de 250 μm au lieu de 200 μm actuellement, pour que l'ensemble des modules du détecteur soient identiques.

La figure 5.17 présente une estimation des performances attendues lors du démarrage des prises de données, pour la configuration initiale du détecteur (carrés). L'effet des événements d'empilement et des pixels plus longs réduit les facteurs de rejet d'environ 10% (cercles), essentiellement dans les régions intermédiaires en p_T et à faible pseudorapidité, dans lesquelles les traces sont les plus précisément reconstruites.

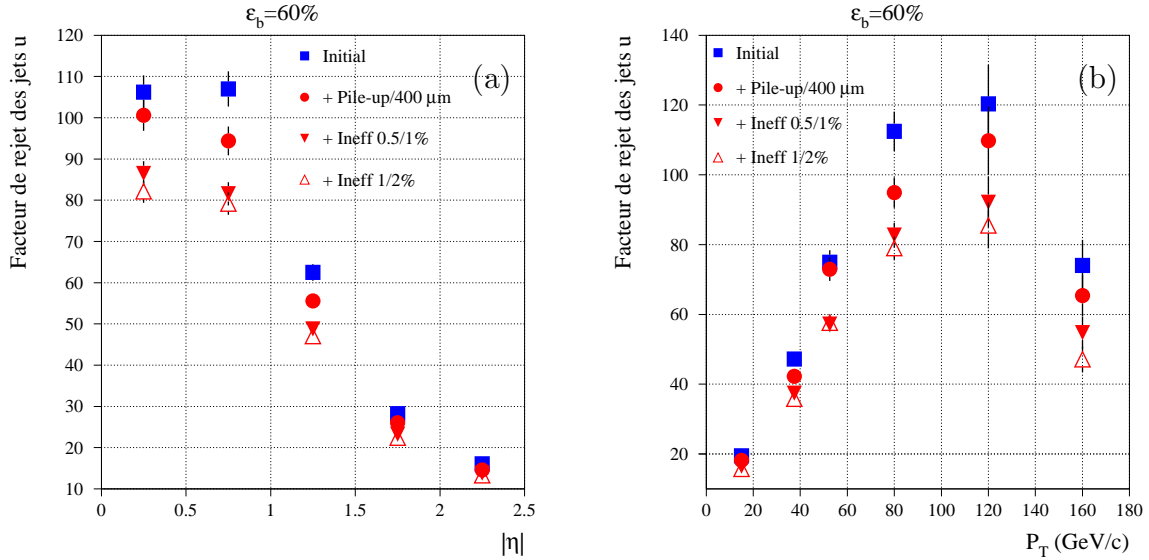


FIG. 5.17 – Comparaison des performances d'identification en fonction de la pseudo-rapidité des jets (a) et de leur impulsion (b), pour la configuration initiale du détecteur (carrés), après ajout des événements de biais minimum à basse luminosité et avec des pixels de 400 μm dans la couche b (cercles), et en incluant les inefficacités de détection de 1/2% dans la couche extérieure, et de 0.5/1% (triangles pleins) ou 1/2% (triangles vides) dans la couche b.

Une dégradation supplémentaire de 15% (triangles vides) est attendue lorsque les inefficacités dues aux puces de lecture et aux modules morts sont prises en compte (1 et 2 % pour les modules et les puces respectivement). Ces inefficacités réduisent le nombre de traces passant les coupures de sélection. Les performances ne sont pas sensiblement modifiées si les meilleurs modules sont utilisés pour la couche b : les inefficacités pour cette couche peuvent être abaissées à 0.5 et 1% pour les modules et les puces respectivement. Les dégradations sont légèrement moins importantes (triangles pleins), mais le résultat n'est pas très significatif.

L'étude des performances d'étiquetage de jets b réalisée dans ce chapitre est basée sur les simulations les plus précises à ce jour. Elle utilise des événements physiques complexes, reconstruits avec une version de géométrie et d'électronique du détecteur interne qui incluent les dernières modifications. Le bruit d'empilement et les inefficacités ont également été intégrés aux simulations. Une dernière étude est actuellement en cours pour estimer l'impact d'un alignement imparfait du détecteur au démarrage des prises de données [47].

5.6 Améliorations

Les performances d'étiquetage obtenues dans la section précédente sont très éloignées des paramètres standard utilisés dans les analyses de physique : le tableau 5.8 montre que les facteurs de rejet des jets légers attendus au démarrage de l'expérience sont inférieurs de plus de 50% à ceux initialement prévus.

	$t\bar{t}/t\bar{t}H$		Référence ATLAS	
	jets légers	jets c	jets légers	jets c
$\epsilon_b=50\%$	142 ± 3	10.0 ± 0.1	300	15
$\epsilon_b=60\%$	48 ± 1	5.8 ± 0.1	100	10

TAB. 5.8 – Facteurs de rejet globaux des jets légers et c obtenus avec le détecteur “initial”, en tenant compte des événements d'empilement à basse luminosité, des inefficacités de détection de 1/2% dans la couche b et en utilisant des pixels de $400\times 50\ \mu\text{m}^2$ dans la couche b . L'algorithme d'étiquetage n'utilise que l'information sur le paramètre d'impact transverse. Ces résultats sont comparés aux valeurs de référence utilisées dans ATLAS.

Les facteurs “canoniques” sont pourtant nécessaires pour de nombreux canaux de physique. En particulier, l'impact de cette dégradation pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H$, $H\rightarrow b\bar{b}$ est important : pour la version initiale de détecteur, sans bruit d'empilement et sans inefficacité, le taux de bruit de fond réductible $t\bar{t}jj$ est augmenté d'un facteur quatre par rapport au détecteur complet, ce qui réduit la signification statistique de 20% [48]. Cependant, plusieurs aspects peuvent être améliorés. Quelques exemples sont présentés dans cette section.

5.6.1 Etiquetage en trois dimensions

La première possibilité d'amélioration de l'étiquetage des jets est de construire des fonctions de vraisemblance qui soient davantage discriminantes, en utilisant de nouvelles variables susceptibles de contenir une information supplémentaire sur le temps de vie des particules.

En premier lieu, il est possible d'utiliser le paramètre d'impact longitudinal des traces, en appliquant la méthode présentée dans le chapitre 4.

La figure 5.18 montre les facteurs de rejet des jets légers (a) et des jets c (b) en fonction de la pseudorapidité : les cercles représentent la version la plus optimiste du détecteur (complet, sans événement d'empilement et sans inefficacité), et les carrés le scénario le plus pessimiste (détecteur initial, bruit d'empilement et inefficacités de 1/2% dans toutes les couches de pixels). En appliquant la méthode d'étiquetage des jets en trois dimensions, la dégradation due à la suppression de la couche intermédiaire du tonneau et de deux disques, des effets du bruit d'empilement et des inefficacités est presque entièrement compensée. Les résultats globaux obtenus avec cette méthodes sont donnés dans le tableau 5.9.

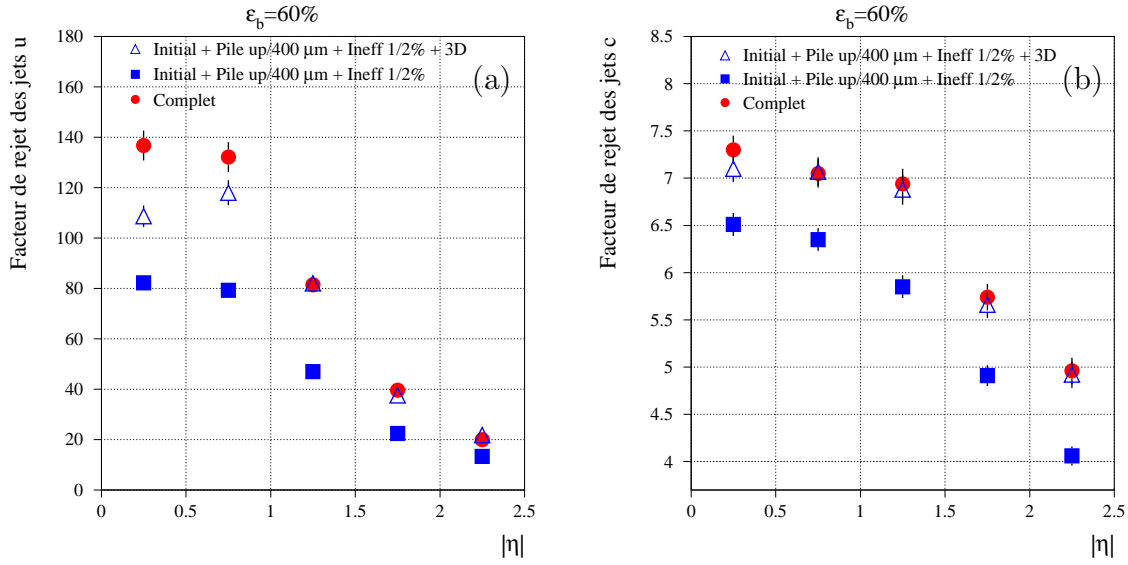


FIG. 5.18 – Facteurs de rejet des jets légers (a) et des jets c (b) obtenus avec l'étiquetage en deux dimensions en fonction de la pseudorapidité pour le détecteur interne complet (cercles), pour la version initiale incluant les inefficacités (1/2%) et le bruit d'empilement (carrés), et amélioration obtenue avec la méthode 3D (triangles).

	$t\bar{t}/t\bar{t}H$		$t\bar{t}/t\bar{t}H$	
	Etiquetage 2D		Etiquetage 3D	
	jets légers	jets c	jets légers	jets c
$\epsilon_b=50\%$	142 ± 3	10.0 ± 0.1	240 ± 7	11.3 ± 0.2
$\epsilon_b=60\%$	48 ± 1	5.8 ± 0.1	73 ± 3	6.6 ± 0.1

TAB. 5.9 – Comparaison des facteurs de rejet globaux des jets légers et c obtenus avec la méthode d'étiquetage standard (2D), et avec la combinaison des informations sur les paramètres d'impact transverse et longitudinal (3D). Ces résultats correspondent au détecteur initial, avec événements d'empilement à basse luminosité et inefficacités de détection (1/2% dans toutes les couches de pixels).

Malgré ce résultat encourageant, la figure 5.18 montre que seuls les jets légers de pseudorapidité inférieure à 1 sont rejetés avec un facteur supérieur à 100. Pour les jets c , le facteur 10 requis n'est jamais atteint. En outre, la méthode appliquée utilise l'information Monte-Carlo sur la position en z du vertex principal, et une petite dégradation pourrait provenir de l'utilisation du vertex reconstruit.

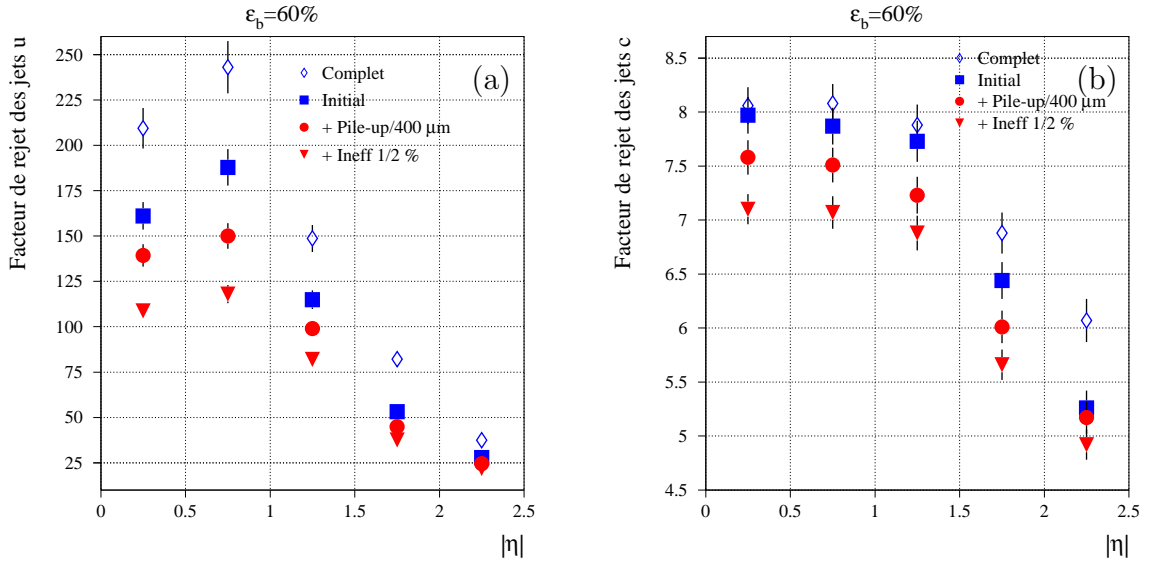


FIG. 5.19 – Comparaison des facteurs de rejet des jets légers (a) et des jets c (b) obtenus avec l'étiquetage en trois dimensions, en fonction de la pseudorapidité, pour le détecteur complet (losanges), et pour la configuration initiale à basse luminosité (carrés). Les performances attendues après ajout des événements de biais minimum sur la configuration initiale (cercles) et en incluant les inefficacités de détection (triangles) (1/2% dans toutes les couches de pixels) sont également présentées.

	$t\bar{t}/t\bar{t}H$			
	$\epsilon_b=50\%$		$\epsilon_b=60\%$	
	jets légers	jets c	jets légers	jets c
Complet	602 ± 28	13.6 ± 0.2	141 ± 3	7.7 ± 0.1
Initial	387 ± 14	12.6 ± 0.2	102 ± 2	7.4 ± 0.1
Biais minimum	319 ± 11	12.2 ± 0.2	88 ± 2	7.0 ± 0.1
Inefficacités 1/2%	244 ± 8	11.3 ± 0.2	72 ± 1	6.6 ± 0.1

TAB. 5.10 – Comparaison des facteurs de rejet globaux des jets légers et c obtenus avec l'étiquetage en trois dimensions pour différentes configurations de détecteur : complet, initial, en ajoutant les événements de biais minimum à basse luminosité et les inefficacités de détection (1/2% dans toutes les couches de pixels).

Même si l'amélioration du détecteur à pixels au fur et à mesure de l'avancement de l'expérience, et en particulier le montage de la couche intermédiaire et des deux disques manquants permet de compenser une partie de ces dégradations (figure 5.19 et tableau 5.10), de nouvelles variables devront être utilisées au démarrage des prises de données pour atteindre les performances d'étiquetage nécessaires aux études de physique.

5.6.2 Vertex secondaires

La reconstruction des vertex secondaires dans les jets [46], fournit de nouvelles variables permettant de discriminer les jets légers des jets b . Deux exemples sont présentés sur la figure 5.20 : la masse invariante des traces issues du vertex secondaire, et la fraction d'énergie du jet portée par le vertex secondaire peuvent être utilisées pour construire de nouvelles fonctions de vraisemblance.

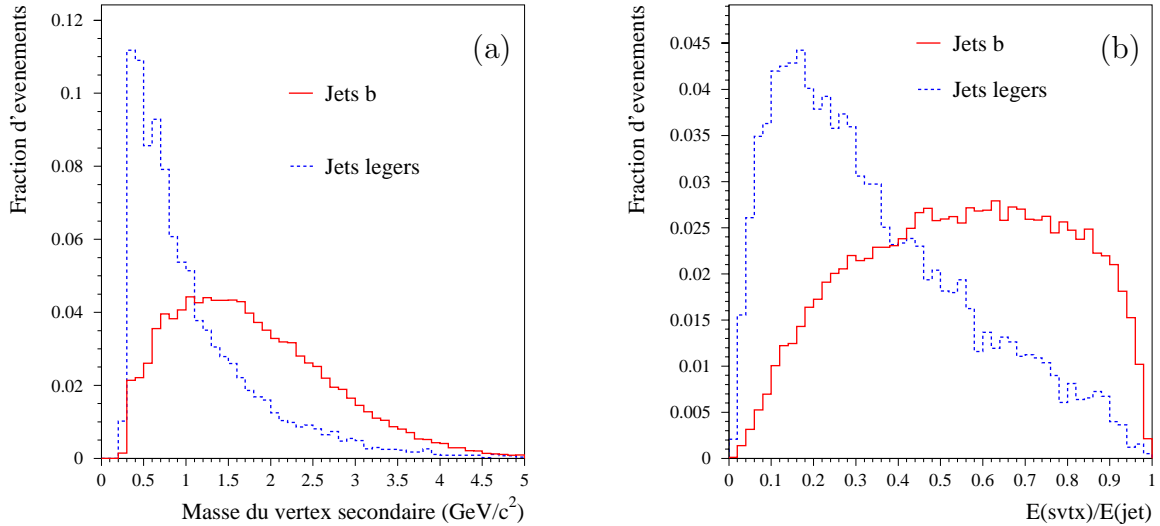


FIG. 5.20 – Masse invariante des vertex secondaires (a) et fraction d'énergie du jet portée par le vertex secondaire (b) pour les jets b (ligne continue) et les jets légers (ligne pointillée).

5.6.3 Etiquetage multiple

Dans le cas particulier du canal $t\bar{t}H$ et du rejet du bruit de fond réductible $t\bar{t}jj$, une amélioration peut être apportée en utilisant les poids de jets dans l'analyse. Dans les événements $t\bar{t}H$, quatre “vrais” jets b sont produits, tandis que pour $t\bar{t}jj$, seuls deux vrais jets b sont présents. Les deux autres jets b “candidats” dans $t\bar{t}$ sont des jets légers mal identifiés : leurs poids doivent être beaucoup plus faibles que pour des vrais jets b . C'est ce qu'illustre la figure 5.21 : les jets sont classés par ordre de poids décroissants, et les poids des quatre premiers jets dans $t\bar{t}H$ et $t\bar{t}jj$ sont comparés. Les deux dernières distributions sont plus proches de celles de jets légers dans le cas de $t\bar{t}jj$.

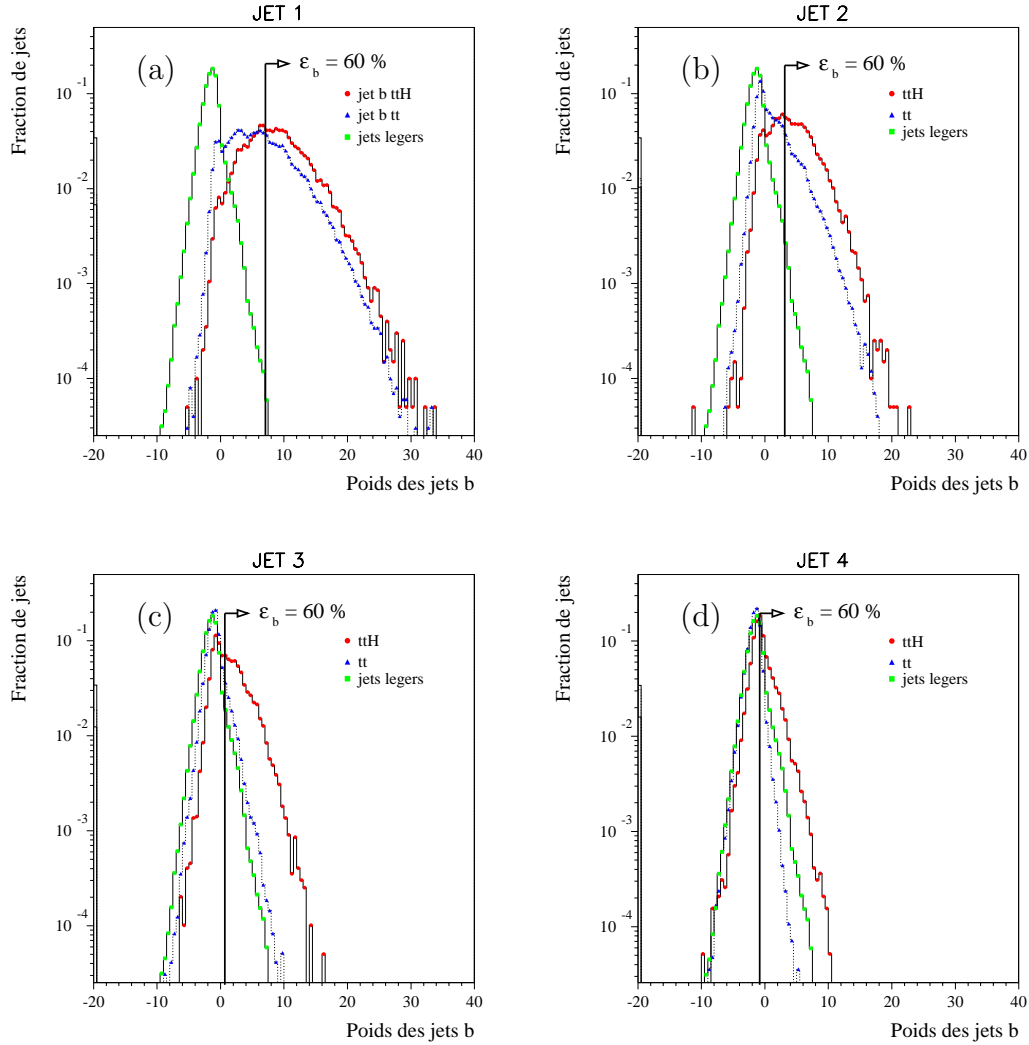


FIG. 5.21 – *Comparaison des distributions pour les quatre jets de plus grand poids dans $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$. Les distributions pour les jets légers sont données pour la comparaison.*

Cette observation peut être utilisée de façon simple : dans toutes les études de physique d'ATLAS, la sélection des jets b est effectuée en appliquant une coupure identique sur les poids des jets b . En modifiant cette coupure pour chaque jet, il est possible de conserver les mêmes facteurs de rejet de jets légers tout en améliorant l'efficacité de sélection des jets b . La signification statistique de ce canal, mesurée à l'aide de la quantité S/\sqrt{B} , pourrait ainsi être améliorée.

5.7 Conclusions

L'étude des performances d'étiquetage des jets b dans le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$ a permis de tester deux hypothèses importantes. La première suppose que l'identification des jets b ne dépend pas du type d'événements considéré. En comparant les événements $t\bar{t}H$ et WH , cette hypothèse apparaît raisonnable, et les différences observées peuvent s'expliquer en prenant en compte les caractéristiques cinématiques des jets. Cependant, seules des dépendances en pseudorapacité et en impulsion avaient été observées jusqu'à présent. Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que dans les événements de grande multiplicité, le mélange de jets et le partage de traces modifient les propriétés des jets non isolés, et rendent leur identification plus délicate que celle des jets isolés.

La comparaison des événements $t\bar{t}H$ et $t\bar{t}$, dans lesquels les jets ont des caractéristiques cinématiques proches, a permis de vérifier ces résultats avec une plus grande précision. Les performances d'identification des jets b ne dépendent pas de leur origine, seules les différences en pseudorapacité, en impulsion et en isolation sont pertinentes. Pour les jets légers, les facteurs de rejet obtenus sont comparables pour les jets de gluon et les jets de quark ne contenant aucune saveur lourde. Ce résultat est nouveau par rapport à celui présenté dans le TDR, biaisé par les conversions de gluons en quarks lourds qui n'avaient pas été supprimées. Par rapport à celui-ci, une nouvelle courbe a été produite, montrant que le facteur de rejet des jets s est inférieur de 10 à 20% à celui des jets de quarks plus légers, selon l'efficacité d'étiquetage de b . Globalement, les facteurs de rejet obtenus pour les jets légers et les jets c dans le canal $t\bar{t}H$ sont en bon accord avec les résultats du canal WH .

L'étiquetage des jets b devrait être utilisé dès le démarrage des prises de données pour permettre la recherche d'un boson de Higgs léger dans le canal $t\bar{t}H$. Mais la dégradation des performances résultant de la suppression d'une couche du tonneau et de deux disques dans le détecteur à pixels est trop importante pour espérer extraire un signal. Les simulations les plus réalistes, intégrant les inefficacités de détection et le bruit d'empilement, prévoient des facteurs de rejet inférieurs de 50% par rapport à ceux requis pour les analyses de physique. L'utilisation de la méthode d'étiquetage en trois dimensions, qui intègre l'information longitudinale des traces, compense une grande partie de ces dégradations. Mais de nouvelles méthodes devront être développées pour améliorer les performances et permettre la découverte d'un boson de Higgs de masse inférieure à $130 \text{ GeV}/c^2$.

Chapitre 6

Recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$

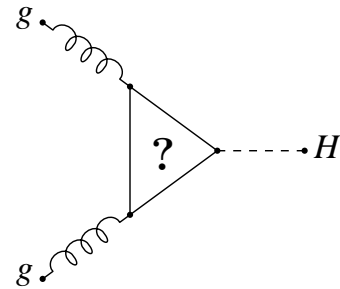
6.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les résultats des recherches directes effectuées auprès du LEP et les mesures de précision électrofaibles autorisent une masse du boson de Higgs dans l'intervalle $[114-200] \text{ GeV}/c^2$ dans le modèle standard. Sa découverte est assurée dans ATLAS sur l'ensemble du domaine de masse après trois années de prise de données à basse luminosité [18], mais la détermination des paramètres du secteur de Higgs, et en particulier les couplages aux différents fermions et bosons de jauge est loin d'être évidente.

Le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$ considéré dans ce chapitre donne la possibilité d'étendre la mesure directe du couplage entre le boson de Higgs et le quark top dans l'intervalle de masse $[130-200] \text{ GeV}/c^2$. Dans le modèle standard, le boson de Higgs donne une masse aux fermions grâce au mécanisme de Yukawa, et se couple préférentiellement aux particules les plus massives. La mesure du couplage du boson de Higgs au quark top permet de tester le mécanisme de Yukawa, et ainsi de vérifier s'il est effectivement à l'origine de la masse des fermions. La mesure de ce couplage est également l'une des plus sensibles à l'existence de nouvelle physique [49].

Deux méthodes seront appliquées dans ATLAS pour mesurer le couplage Yukawa du quark top. La première, indirecte, utilise la mesure de la section efficace du processus $gg \rightarrow H$. Le couplage des gluons au boson de Higgs se fait par l'intermédiaire d'une boucle de fermions, et dans le modèle standard, la contribution dominante de cette boucle provient du quark top.

La présence de nouvelles particules colorées massives couplant au boson de Higgs peut donner des contributions supplémentaires susceptibles de modifier la section efficace : quatrième génération de fermions lourds [50] ou partenaires supersymétriques



des particules du modèle standard par exemple. Dans l'hypothèse où les sections efficaces théoriques de la fusion de gluon et de la production associée $t\bar{t}H$ sont bien connues, le rapport des sections efficaces $gg \rightarrow H \rightarrow WW^{(*)}$ et $t\bar{t}H, H \rightarrow WW^{(*)}$, dans lequel les incertitudes sur le rapport de branchement $H \rightarrow WW^{(*)}$ sont supprimées, est un bon estimateur de ces contributions additionnelles.

Ce chapitre présente l'étude du canal $t\bar{t}H, H \rightarrow WW^{(*)}$, réalisée à l'aide du logiciel de simulation rapide ATLFAST. Il s'agit d'une étude de faisabilité, destinée à vérifier les possibilités d'observation du signal.

Les trois premières sections introduisent les objets physiques reconstruits dans ATLFAST et utilisés dans l'analyse, et présentent les états finals recherchés dans le signal ainsi que les principaux processus du modèle standard susceptibles de contribuer au bruit de fond. La section 6.5 est dédiée à l'étude du canal contenant deux leptons dans l'état final, à basse luminosité. Les principales méthodes utilisées pour rejeter le bruit de fond y sont décrites en détails. L'étude du canal à trois leptons, très similaire, fait l'objet d'une section beaucoup plus courte. L'étude de ces canaux a également été étendue pour les prises de données à haute luminosité.

Les résultats obtenus sont présentés dans la section 6.8, puis utilisés pour extraire une mesure du couplage Yukawa du quark top. Les limites et perspectives de cette étude sont présentées en conclusion.

6.2 ATLFAST

A partir des quadri-vecteurs des particules produites par un générateur Monte-Carlo, ATLFAST [44] simule la réponse du détecteur ATLAS et reconstruit les événements. Ce logiciel permet de reproduire l'influence des détecteurs sur la résolution des mesures et l'identification des particules en un minimum de temps, et ainsi de produire de grandes quantités de données pour l'étude des canaux de physique et des processus de bruits de fond les plus importants. Il fournit un outil permettant de minimiser les erreurs statistiques, mais ne reproduit pas avec une grande précision tous les aspects du détecteur, dont les performances sont implémentées à l'aide de paramétrisations simplifiées. Par exemple, l'isolation des électrons ou des photons n'est pas correctement modélisée, la forme des gerbes électromagnétiques n'étant pas prise en compte. Les principaux effets considérés dans ATLFAST sont les suivants : reconstruction des jets dans le calorimètre, "lissage" des impulsions et énergies pour les leptons et les photons, effet du champ magnétique, et reconstruction de l'énergie transverse manquante. Pour l'identification des hadrons beaux et des leptons τ , les valeurs de rejet des jets non-b et non-taus sont paramétrées en fonction de l'efficacité d'identification des jets-b et des jets- τ , à partir des études en simulation complète. L'ensemble des données reconstruites par ATLFAST est condensé dans des listes de jets reconstruits, de leptons et de photons isolés et de traces chargées.

Dépôts dans le calorimètre

La géométrie du calorimètre est simplifiée. Il est divisé en cellules de granularité 0.1×0.1 en coordonnées $\eta \times \phi$ dans la région $|\eta| < 3.2$ et en cellules 0.2×0.2 pour $3.2 < |\eta| < 5.0$. Il n'y a pas de distinction entre le calorimètre hadronique et le calorimètre électromagnétique. L'énergie de chaque particule stable (à l'exception des neutrinos et muons), est ajoutée dans la cellule du calorimètre correspondant à sa direction. Pour les particules chargées ($p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$), les corrections dues à l'effet du champ magnétique de 2 Tesla sur la coordonnée ϕ de la trajectoire sont prises en compte. Les dépôts d'énergies sont reconstruits autour des cellules les plus énergétiques en utilisant un algorithme de cône, de rayon $\Delta R = 0.4$ dans le plan (η, ϕ) . Seuls les dépôts d'énergie de plus de 5 GeV et de pseudorapidité $|\eta| < 5$ sont conservés, les autres sont gardés sous forme de cellules indépendantes.

Electrons, photons et muons

Les électrons et photons Monte-Carlo qui se trouvent dans l'acceptance géométrique du détecteur interne ($|\eta| < 2.5$), et dont les impulsions sont supérieures au seuil minimum (5 et 6 GeV/c respectivement), sont associés à un dépôt d'énergie. L'angle du photon et l'énergie sont corrigés pour tenir compte de la résolution du détecteur. Ces corrections sont paramétrées à partir d'études réalisées en simulation complète. L'isolation des particules est ensuite vérifiée : le dépôt d'énergie d'un électron ou d'un photon doit être séparé d'une distance $\Delta R > 0.4$ des autres dépôts présents dans le calorimètre. Une seconde coupure est appliquée sur la variable $Edep$, définie comme la différence entre l'énergie transverse de la particule Monte-Carlo et l'énergie transverse déposée dans un cône $\Delta R < 0.2$ autour de sa direction. Lorsqu'une particule tombe très près d'un électron ou d'un photon, l'algorithme de cône d'ATLFAST les associe dans un même dépôt calorimétrique (figure 6.1). La valeur de la variable $Edep$ (qui équivaut pour l'électron à comparer l'impulsion mesurée dans le calorimètre et l'impulsion mesurée à partir de la trace) est plus grande pour une particule non-isolée. Dans ATLFAST, $Edep$ doit être inférieure à 10 GeV/c pour que l'électron ou le photon soit considéré comme isolé. Cependant, ces critères peuvent s'avérer insuffisants, et l'isolation des leptons sera discutée plus en détails dans la section 6.5.

Pour chaque muon Monte-Carlo vérifiant $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 2.5$, l'impulsion est corrigée pour inclure la résolution du détecteur [35]. Cette correction dépend des paramètres p_T , η et ϕ , et trois options sont disponibles selon que les muons sont identifiés par les chambres à muons seules, le détecteur interne seul ou les deux détecteurs en même temps. La dernière option est utilisée par défaut. Les muons sont soumis aux mêmes critères d'isolation que les électrons et photons.

Les muons non-isolés qui vérifient les coupures en p_T et η sont classés dans une liste supplémentaire. Ils seront pris en compte pour calculer l'énergie des jets. Le code initial d'ATLFAST a été modifié pour conserver également les électrons non-isolés qui vérifient $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 2.5$. Ils seront utilisés dans l'analyse.

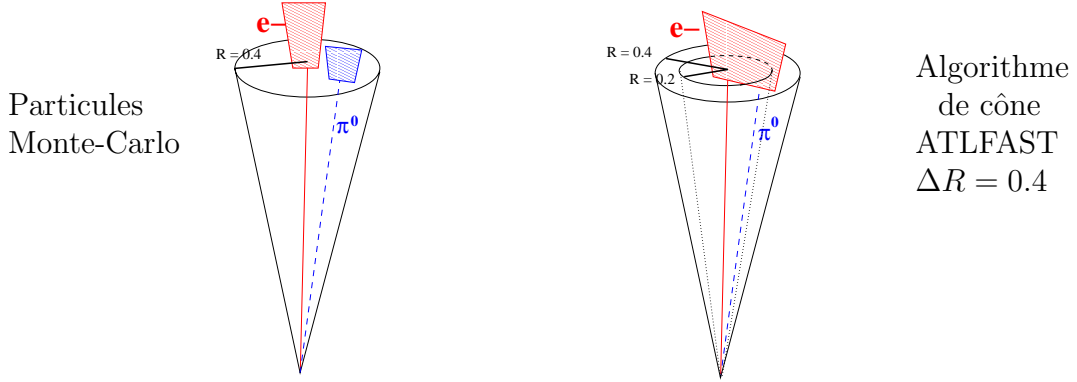


FIG. 6.1 – *Problème d'isolation dans ATLFAST: deux particules très proches sont associées dans le même dépôt d'énergie.*

Jets

Les dépôts calorimétriques restant après la reconstruction des électrons et photons sont utilisés comme jets. Une correction est appliquée à l'énergie pour tenir compte de la résolution du détecteur et du biais introduit par les événements d'empilement. Deux ensembles de paramètres sont utilisables pour deux luminosités différentes: $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ou $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Enfin, les muon non-isolés se trouvant dans un cône $\Delta R < 0.4$ autour du centre d'un dépôt sont ajoutés. Par défaut, un *jet* est conservé lorsque son énergie transverse dépasse le seuil de 10 GeV.

Energie transverse manquante

Les deux composantes p_x^{miss} et p_y^{miss} de l'impulsion transverse manquante sont estimées à partir de celles des différents objets reconstruits: photons, électrons et muons isolés, *jets*. Les cellules qui n'ont pas été incluses dans des dépôts calorimétriques sont aussi utilisées, et leur énergie est corrigée avec les mêmes paramètres que dans le cas des jets.

Reconstruction des traces

La reconstruction des traces ne concerne que les particules stables chargées qui sont dans l'acceptance du détecteur interne. Les paramètres des traces reconstruites ($d_0, z, \phi, \cot(\theta), q/p_T$) sont corrigés à partir des résultats obtenus lors des études en simulation complète du détecteur interne [33]. Des fonctions de lissage différentes sont disponibles pour les muons, les pions (en tenant compte des queues de distribution) et les électrons (incluant le Bremstrahlung).

ATLFAST-B

ATLFAST-B est un ensemble de fonctions utilisées pour recalibrer l'énergie des jets et simuler les performances d'identification des jets b.

La calibration permet de compenser la perte d'énergie due à la taille fixe de cône utilisée dans l'algorithme de reconstruction. Le facteur correctif a été estimé à partir des distributions moyennes $p_T^{\text{parton}}/p_T^{\text{jet}}$, et dépend de l'impulsion du jet. Ces facteurs correctifs sont différents pour les jets légers et les jets b : dans ces derniers, les désintégrations semi-leptoniques de hadrons beaux induisent un biais supplémentaire, dû aux neutrinos qui ne déposent pas d'énergie dans le calorimètre.

L'identification des jets est effectuée en deux étapes. Les jets sont d'abord labellés en fonction de leur saveur : un jet est identifié comme b s'il se trouve dans l'acceptance du détecteur interne $|\eta| < 2.5$, et si un quark b de $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ est trouvé dans un cône $\Delta R = 0.2$ autour de la direction du jet. Environ 75% des jets b sont correctement identifiés. Pour les 25% de jets b perdus, le parton ne passe pas la coupure en impulsion ou se trouve en dehors du cône. Un critère similaire est utilisé pour les jets c ou issus de leptons τ . Dans la routine ATLFast-B, plusieurs lots de paramètres sont disponibles en fonction de l'efficacité d'identification souhaitée pour les jets b. Ces lots ont été définis à partir des études en simulation complète réalisées pour le TDR de physique [15]. Le lot canonique utilisé pour la majorité des analyses à basse luminosité considère une efficacité d'identification des jets b $\epsilon_b = 60\%$, et des facteurs de rejet $R_u = 100$ et $R_c = 10$ pour les jets légers et les jets c respectivement, sans dépendance en impulsion ou en pseudorapidité. Pour l'analyse $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$, un nouveau lot de paramètres, estimé à partir des mêmes sources, a été ajouté : $\epsilon_b = 80\%$, $R_u = 15$ et $R_c = 2$. Ce choix sera justifié plus loin. L'étiquetage final de la saveur des jets est basé sur un tirage aléatoire, pour ne conserver que 80% des jets préalablement labellés comme b. De la même manière, le taux de jets c est réduit d'un facteur 2 et celui des jets légers d'un facteur 15.

6.3 $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$: signal recherché

Le taux de production d'un boson de Higgs en association avec une paire de quarks top est inférieur d'un facteur 100 à celui de la production directe par fusion de gluon [51], mais la complexité de l'état final attendu dans ces événements permet de penser qu'ils seront plus aisément observables au-dessus du bruit de fond du modèle standard. La figure 6.2 montre des exemples de diagrammes de production $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$ au LHC.

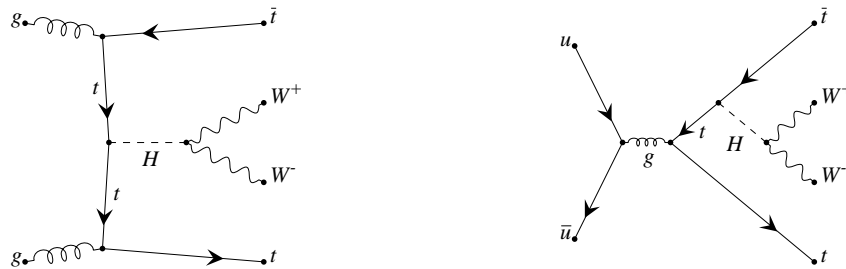


FIG. 6.2 – Exemple de diagrammes de Feynman pour la production de l'état final $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$. Le diagramme de gauche est dominant au LHC.

A l'ordre des arbres, la section efficace de $t\bar{t}H$ (σ_{LO}) montre une grande dépendance en fonction de l'échelle d'énergie considérée [17], présentée sur la figure 6.3-a. Après ajout des corrections QCD au premier ordre (σ_{NLO}), ces variations sont beaucoup moins importantes. La figure 6.3-b montre une dépendance identique des sections efficaces LO et NLO en fonction de la masse du boson de Higgs. Elles ne diffèrent que d'un facteur constant appelé K-facteur, et défini par le rapport $K=\sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$. La valeur de section efficace NLO calculée dans [17] coïncide avec celle calculée dans PYTHIA¹ [43] en considérant un K-facteur de 1.2. Pour l'ensemble de notre analyse, les K-facteurs ne seront pas pris en compte, certains d'entre eux n'ayant pas été calculés pour les bruits de fond les plus complexes. Les significances statistiques (S/\sqrt{B} pour de grands nombres d'événements) estimées sans prendre en compte les corrections d'ordres supérieurs sont légèrement pessimistes tant que le K-facteur du signal est supérieur à la racine carrée de celui du bruit de fond.

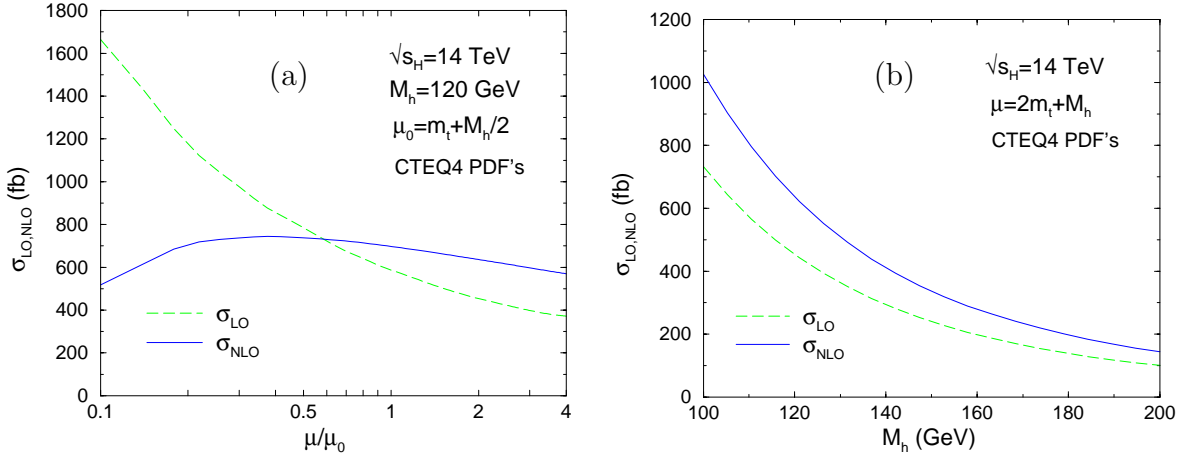


FIG. 6.3 – (a) Evolution de la section efficace de production associée $t\bar{t}H$ au LHC, pour $m_H=120$ GeV/ c^2 en fonction de l'échelle d'énergie. (b) Variation de la section efficace de production $t\bar{t}H$ en fonction de la masse du boson de Higgs pour une échelle d'énergie fixée [17].

La Figure 6.4 montre l'évolution de la section efficace de production $t\bar{t}H$ calculée dans PYTHIA, et du rapport de branchement de désintégration $H \rightarrow WW^{(*)}$ calculé dans HZHA [52] en fonction de la masse du boson de Higgs. Dans l'intervalle de masse [120-200] GeV/ c^2 , la diminution de la section efficace est compensée par l'augmentation du rapport de branchement $H \rightarrow WW^{(*)}$, dont la valeur maximale est attendue pour $m_H=160$ GeV/ c^2 , lorsque le seuil cinématique de production de deux bosons W réels est atteint. Au-delà, le taux de branchement est réduit par l'ouverture du canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)}$, puis se stabilise autour de 70 %. La première ligne du tableau 6.1 donne les valeurs de section efficace $t\bar{t}H$ multipliées par le taux de branchement $H \rightarrow WW^{(*)}$ pour différentes masses de boson de Higgs.

1. Pour l'ensemble de l'étude, les sections efficaces ont été évaluées avec PYTHIA 6.157, en utilisant les fonctions de structure CTEQ5L. La version 6.2 donne des valeurs compatibles, avec un accord de l'ordre de 5%.

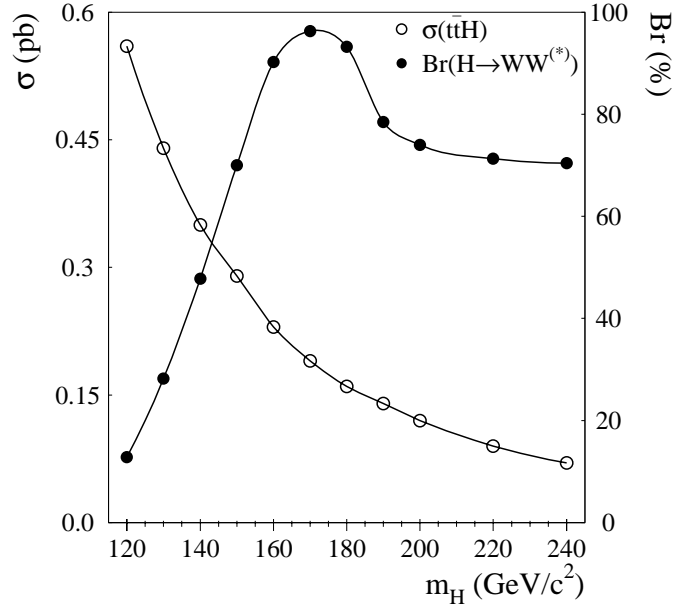


FIG. 6.4 – Evolution de la section efficace $t\bar{t}H$ et du rapport de branchement $H \rightarrow WW^{(*)}$ en fonction de la masse du boson de Higgs.

Le quark top se désintègre essentiellement en un boson W et un quark b ($BR(t \rightarrow Wb) \sim 99.9\%$). Le canal étudié contiendra ainsi quatre bosons W dans l'état final (deux provenant des quarks top et deux de la désintégration du boson de Higgs). Pour la recherche de ces événements dans ATLAS, la présence d'au moins un lepton (électron ou muon) dans le détecteur est requise par le système de déclenchement. Chaque boson W peut se désintégrer en leptons ($BR \sim 10.8\%$ par saveur) ou en hadrons ($BR \sim 67.6\%$) [53], et la combinaison des différentes désintégrations possibles des bosons W fournit quatre états finals distincts, identifiés en fonction du nombre de leptons, et dont les sections efficaces sont données dans le tableau 6.1. Les rapports de branchement utilisés incluent toutes les saveurs de lepton (e , μ et τ), mais toutes les désintégrations du τ sont conservées. L'état final à 4 leptons, de section efficace trop faible, n'est pas considéré dans l'analyse.

Un exemple d'état final à un seul lepton (e , μ ou τ) est présenté sur la figure 6.5-a. Les principaux bruits de fond attendus pour ce type d'événements sont la production de W+jets et la production de paires de quarks top. La section efficace $t\bar{t}$ (485 pb sans K-facteur) est supérieure de quatre ordres de grandeur à celle de l'état final recherché. La mise en évidence d'un signal dans ce canal nécessite la reconstruction complète de l'état final, pour espérer obtenir une discrimination entre signal et bruit de fond à partir des distributions de masse invariante des deux quarks top et de celle du boson de Higgs. En s'inspirant des résultats obtenus dans [54], le bruit de fond combinatoire supplémentaire dû au grand nombre de jets sera probablement beaucoup trop important pour espérer rejeter le bruit de fond $t\bar{t}$ à un niveau suffisant. Pour cette raison, l'état final contenant un seul lepton ne sera pas considéré.

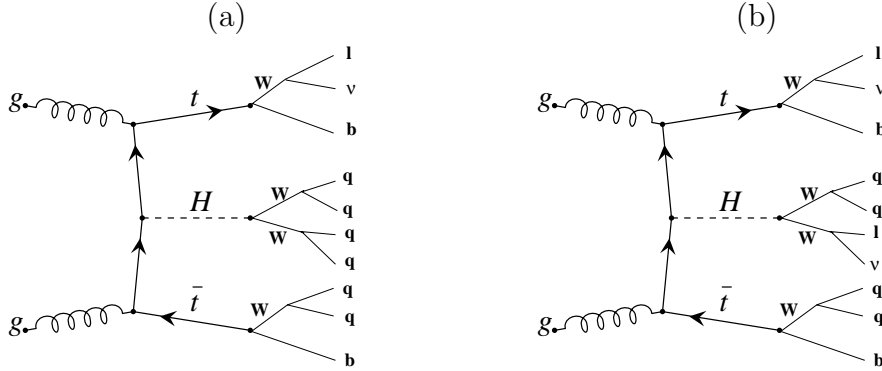


FIG. 6.5 – Exemple d'états finals $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$ à un seul lepton (a) ou deux leptons (b). Pour ce dernier, la moitié des événements contient des leptons de même charge.

Seuls les états finals contenant deux leptons et six jets (noté 2L) ou trois leptons et quatre jets (3L) sont considérés dans ce chapitre. Le canal 2L inclut trois types d'états finals, définis selon l'origine des leptons. L'état final présenté sur la figure 6.5-b, dans lesquels l'un des leptons provient du boson de Higgs et l'autre d'un quark top (figure 6.5-b), est le seul susceptible d'être séparé du bruit de fond, comme nous le verrons dans la section 6.5. Lors de la production Monte-Carlo du signal, les désintégrations ont été forcées pour ne garder que ces événements potentiellement intéressants. La section efficace de cet état final 2L particulier est égale aux 2/3 de celle indiquée dans le tableau 6.1. Dix lots Monte-Carlo de 60 000 événements chacun ont été produits avec PYTHIA 6.157 pour couvrir le domaine de masse 120-240 GeV/ c^2 . Pour le canal 3L, deux lots de 40 000 événements ont été produits par valeur de m_H . Ces lots correspondent aux deux états finals possibles, selon le nombre de leptons provenant du boson de Higgs ou du quark top. Ces deux états finals sont traités en même temps dans le paragraphe 6.6.

$m_H(\text{GeV}/c^2)$	Section efficace(fb)										
	120	130	140	150	160	170	180	190	200	220	240
$t\bar{t}WW^{(*)}$	71.5	123.5	168.2	193.9	210.2	185.8	150.1	115.6	86.6	61.3	46.5
1 lepton	29.2	50.4	68.6	79.1	85.8	75.8	61.2	43.4	34.9	25.0	19.0
2 leptons	20.2	35.0	47.6	54.9	59.5	52.6	42.5	31.0	24.5	17.3	13.1
3 leptons	6.2	10.7	14.6	16.9	18.3	16.2	13.1	9.3	7.5	5.3	4.0
4 leptons	0.7	1.2	1.7	1.9	2.1	1.8	1.5	1.2	0.9	0.6	0.5

TAB. 6.1 – Section efficace (en fb) des différents états finals $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$ contenant au moins un lepton (e , μ , τ), en fonction de la masse du boson de Higgs. Le rapport de branchement du τ en leptons n'est pas inclus.

6.4 Bruit de fond

Le tableau 6.2 présente les différents processus de bruit de fond considérés dans l'analyse. La seconde colonne inclut les rapports de branchement des désintégrations leptoniques utilisés pendant la génération (pour $t\bar{t}Wq$, $t\bar{t}t\bar{t}$ et $t\bar{t}W^+W^-$, toutes les désintégrations sont autorisées). Les deux dernières colonnes donnent le nombre d'événements Monte-Carlo produits pour les états finals 2L et 3L. Pour tous les processus, les leptons désignent les électrons, muons et taus. La seule exception concerne les bruits de fond $Wb\bar{b}$ et $Zb\bar{b}$, dans lesquels la contribution des leptons τ a été négligée.

Processus	σ (pb)	$\sigma \times \text{Br}$ (pb)	N_{MC} 2L	N_{MC} 3L
$t\bar{t}(1\ell)$	485	212.6	32 M	20 M
$t\bar{t}(2\ell)$	"	51.2	24 M	20 M
$Z + \text{jets}$	~ 52700	5267	40 M	42 M
WW	71.6	38.2	2 M	-
WZ	27.7	8.8	3 M	3 M
$Z(\gamma^*) Z(\gamma^*)$	11.0	1.5	2 M	2 M
$Z(\gamma^*)b\bar{b}$	~ 900	60.2	20 M	10 M
$Wb\bar{b}$	305	66.0	20 M	-
$t\bar{t}b\bar{b}$	4.3	2.3	3 M	115 K
$t\bar{t}W$	$592 \cdot 10^{-3}$	$102.4 \cdot 10^{-3}$	60 K	75 K
$t\bar{t}Wq$	$550 \cdot 10^{-3}$	$550 \cdot 10^{-3}$	82 K	*
$t\bar{t}Z(\gamma^*)$	~ 1	$241.6 \cdot 10^{-3}$	840 K	198 K
$t\bar{t}t\bar{t}$	$12.0 \cdot 10^{-3}$	$12.0 \cdot 10^{-3}$	20 K	*
$t\bar{t}W^+W^-$	$4.5 \cdot 10^{-3}$	$4.5 \cdot 10^{-3}$	10 K	*

TAB. 6.2 – *Section efficace et nombre d'événements Monte-Carlo produits pour les différents processus de bruit de fond des canaux à deux et trois leptons. Les étoiles précisent que les mêmes lots de Monte-Carlo ont été utilisés pour les deux canaux.*

6.4.1 $t\bar{t}$

Ce processus a été simulé avec PYTHIA. La section efficace sans K-facteur est de 485 pb. Le principal mode de production au LHC est la fusion de gluons, qui représente 86% de la section efficace totale. La prédiction à l'ordre supérieur donne une section efficace totale de 833 pb [15], soit un K-facteur de 1.7. Ces événements doivent normalement contenir un nombre de jets inférieur à celui attendu dans le signal, mais peuvent contribuer au bruit de fond en raison de l'activité hadronique très intense, qui produit de nombreux jets radiatifs.

Pour le canal 2L, deux lots d'événements $t\bar{t}$ sont distingués : le lot $t\bar{t}(2\ell)$, dans lequel les deux leptons proviennent de la désintégration des bosons W, et le lot $t\bar{t}(1\ell)$, dans lequel un seul quark top se désintègre en leptons, le second lepton de l'événement étant créé lors de la désintégration semi-leptonique d'un hadron beau. Pour le canal 3L, seul le lot $t\bar{t}(2\ell)$ peut constituer un bruit de fond, lorsqu'un troisième lepton isolé, issu d'une désintégration de hadron beau, est identifié dans le détecteur.

6.4.2 Z+jets, ZZ, WZ, WW

Les productions de bosons faibles ont été simulées avec PYTHIA. Leurs désintégrations ont été forcées pour ne conserver que les états finals contenant au moins un lepton. Les diagrammes de production dominants sont présentés sur la figure 6.6. Lors de la simulation des événements Z+jets, une coupure $p_T > 10$ GeV/c a été appliquée sur l'impulsion du parton associé. Les événements ZZ incluent la contribution des bosons faibles hors couche de masse, Z^* et γ^* , de masse supérieure à 10 GeV/c².

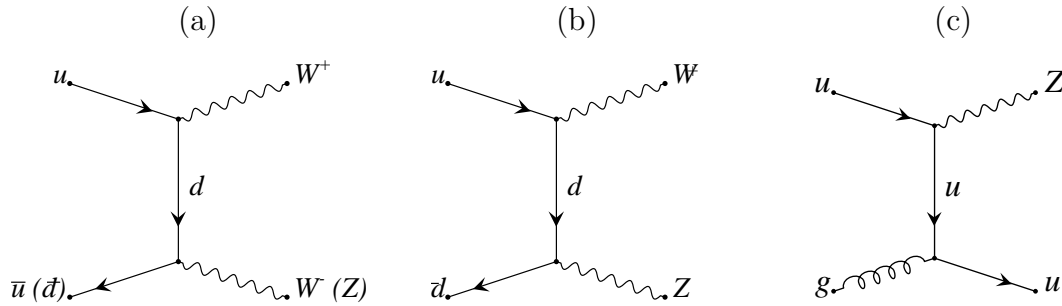


FIG. 6.6 – Exemple de diagrammes de Feynman de production de bosons faibles au LHC.

6.4.3 $t\bar{t}b\bar{b}$, $Wb\bar{b}$, $Zb\bar{b}$

Ces processus sont simulés à partir d'éléments de matrice implémentés dans PYTHIA. Dans les événements $t\bar{t}b\bar{b}$, les désintégrations des quarks tops ont été forcées pour obtenir deux lots indépendants $t\bar{t}(1\ell)b\bar{b}$ et $t\bar{t}(2\ell)b\bar{b}$, comme dans le cas du bruit de fond $t\bar{t}$. Il existe deux modes de production pour ces événements, illustrés sur la figure 6.7. La production QCD est largement dominante au LHC. La production électrofaible est en partie incluse dans le processus $t\bar{t}Z$, mais ce lot supplémentaire contient également d'autres diagrammes de production qui ne sont pas implémentés dans la version "standard" de PYTHIA. Pour les processus $Zb\bar{b}$ et $Wb\bar{b}$ (figure 6.8), les désintégrations des bosons faibles sont forcées en leptons ($Z \rightarrow \ell\ell$ et $W \rightarrow \ell\nu$, $\ell \neq \tau$).

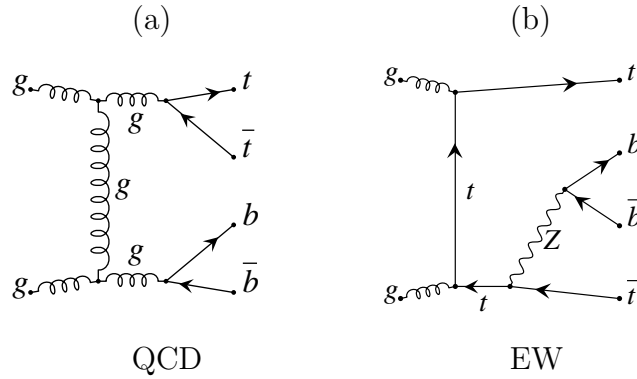


FIG. 6.7 – Exemple de production QCD et électrofaible des événements $t\bar{t}b\bar{b}$ au LHC.

6.4.4 $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$

Les événements $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}W$ ont été obtenus à partir du générateur AcerMC [55]. Le processus partonique est décrit à l'aide d'éléments de matrice et d'un module de calcul de l'espace de phase. Il est ensuite interfacé avec PYTHIA, qui complète l'événement : les partons incidents sont inclus dans les protons, et les radiations dans l'état initial ou l'état final sont ajoutées. PYTHIA désintègre également les particules instables et simule l'hadronisation des quarks.

Pour chaque bruit de fond, deux lots indépendants ont été simulés, $t\bar{t}(1\ell)Z/W$ et $t\bar{t}(2\ell)Z/W$. Dans les événements $t\bar{t}W$, seules les désintégrations du boson W en leptons ont été considérées. Dans le cas de $t\bar{t}Z$, trois états finals, $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$, $b\bar{b}$, $\nu\bar{\nu}$ peuvent contribuer au bruit de fond. Ces événements incluent les bosons Z^* et γ^* de masse supérieure à $10 \text{ GeV}/c^2$.

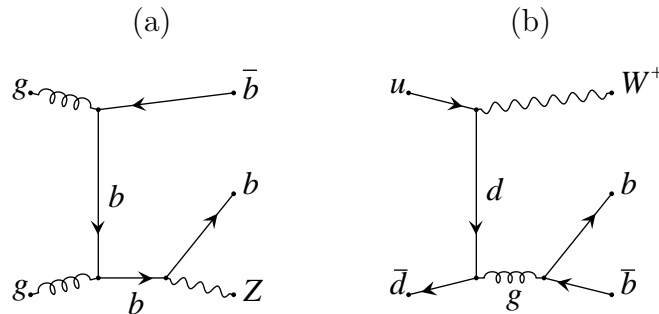


FIG. 6.8 – Exemple de production $Zb\bar{b}$ et $Wb\bar{b}$ au LHC.

6.4.5 $t\bar{t}Wq$

Comme nous le verrons plus loin, le bruit de fond $t\bar{t}W$ est l'un des plus dangereux pour le canal 2L. Une étude a été réalisée pour estimer la contribution d'un autre processus très proche, $t\bar{t}Wq$. Bien qu'il soit d'un ordre supérieur (α_s^3 au lieu de α_s^2 pour $t\bar{t}W$) et qu'un parton supplémentaire intervienne dans l'état final, sa contribution peut être importante du fait de son mode de production : un quark et un gluon sont mis en jeu pour obtenir l'état final $t\bar{t}Wq$, ce qui a une plus grande probabilité de se produire que dans le cas de la production de $t\bar{t}W$, où il s'agit d'une annihilation quark-antiquark (le flux d'antiquark dans le proton est faible). Les événements $t\bar{t}Wq$ ont été obtenus à l'aide du générateur CompHEP[56], puis transmis à PYTHIA pour obtenir l'état final complet, avant leur reconstruction dans ATLFast.

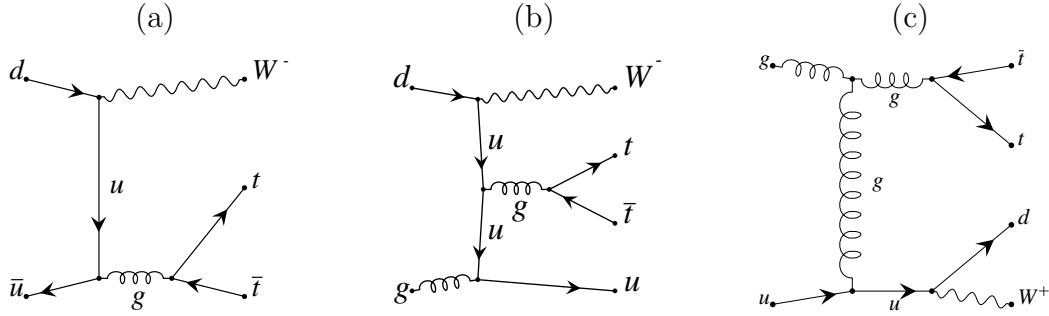


FIG. 6.9 – Exemple de diagrammes de production $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Wq$ au LHC

Plusieurs difficultés ont été rencontrées durant la génération de ce processus. La section efficace différentielle calculée dans CompHEP présente un pic lorsque l'impulsion du quark léger devient trop faible. En outre, cette zone de l'espace des phases est en partie incluse dans les fonctions de structure utilisées, qui tiennent compte des petites corrections radiatives. Une coupure sur l'impulsion transverse du quark ($p_T > 10$ GeV/c) est appliquée pour permettre à la fois l'intégration des éléments de matrice, et éviter le double comptage. La section efficace totale après cette coupure est de 550 fb.

Certains diagrammes de $t\bar{t}Wq$ peuvent être décrits par la convolution d'un élément de matrice $t\bar{t}W$ avec la conversion d'un gluon ($g \rightarrow q\bar{q}$) dans l'état initial. Par exemple, le diagramme 6.9-b peut être facilement obtenu à partir du diagramme 6.9-a. Pour éviter un double comptage, les événements $t\bar{t}W$ issus d'une désintégration de gluon sont étiquetés lors de la génération dans AcerMC et PYTHIA et seront supprimés au cours de l'analyse.

6.4.6 $t\bar{t}t\bar{t}$, $t\bar{t}W^+W^-$

Les processus $t\bar{t}t\bar{t}$ et $t\bar{t}W^+W^-$ ont été simulés avec le générateur CompHEP interfacé avec PYTHIA. Toutes les désintégrations des bosons W ont été autorisées. Ces processus ont une section efficace faible, mais une importante efficacité de sélection car leur signature est très proche de celle des états finals recherchés. Une partie des événements $t\bar{t}W^+W^-$ constitue un bruit de fond irréductible.

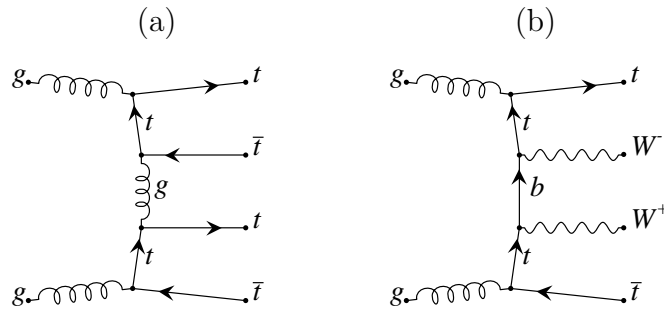


FIG. 6.10 – Exemple de production $t\bar{t}t\bar{t}$ et $t\bar{t}W^+W^-$ au LHC

6.5 Etude de l'état final à deux leptons

Les lots Monte-Carlo de signal et de bruit de fond ont été reconstruits dans ATLFast pour des conditions de faible luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Dans toute cette section, les nombres d'événements sont normalisés pour une luminosité intégrée totale de 30 fb^{-1} , qui correspond à trois années de prise de données à faible luminosité.

Après la simulation rapide du détecteur ATLAS dans ATLFast, seuls 69% des leptons et 92 % des jets produits dans l'état initial sont effectivement reconstruits : une partie d'entre eux ne dépasse pas le seuil d'impulsion minimale (respectivement 6 et 10 GeV/c) ou ne satisfont pas les coupures d'acceptance en pseudorapidité ($|\eta| < 2.5$ et $|\eta| < 5$). De plus, la grande multiplicité de particules dans les événements recherchés augmente la probabilité pour que celles-ci ne soient pas isolées : deux jets de hadrons peuvent fusionner en un seul, un lepton peut être inclus dans un jet.

L'efficacité de reconstruction des jets est dominée par des effets physiques (radiations de gluon, hadronisation) qui sont correctement modélisés. Pour les leptons en revanche, un facteur supplémentaire de 90% d'efficacité par lepton est appliqué pour tenir compte des inefficacités de détection et de reconstruction [40].

6.5.1 Présélection

La mise en évidence d'un signal qui contient au moins deux leptons et six jets peut sembler relativement aisée au premier abord. La très grande multiplicité de particules requises dans l'état final supprime la majorité des processus de bruit de fond détaillés dans la section précédente.

En particulier, dans les processus $t\bar{t}$, Z +jets et de production de paires de bosons faibles, le nombre de quarks dans l'état final est inférieur ou égal à quatre. La figure 6.11-a montre la distribution de l'impulsion transverse des jets les moins énergétiques dans le signal 2L ($m_H=120$ GeV/ c^2), et dans les événements $t\bar{t}$ et Z +jets. Le signal 2L contient six "vrais" jets issus de la désintégration des quarks top et des bosons W, tandis que les bruits de fond $t\bar{t}$ et Z +jets contiennent de nombreux jets radiatifs, dont les impulsions transverses sont plus faibles que celles des quarks qui les ont émis. La contribution de ces jets radiatifs peut être réduite en imposant un seuil en impulsion de $p_T > 15$ GeV/ c .

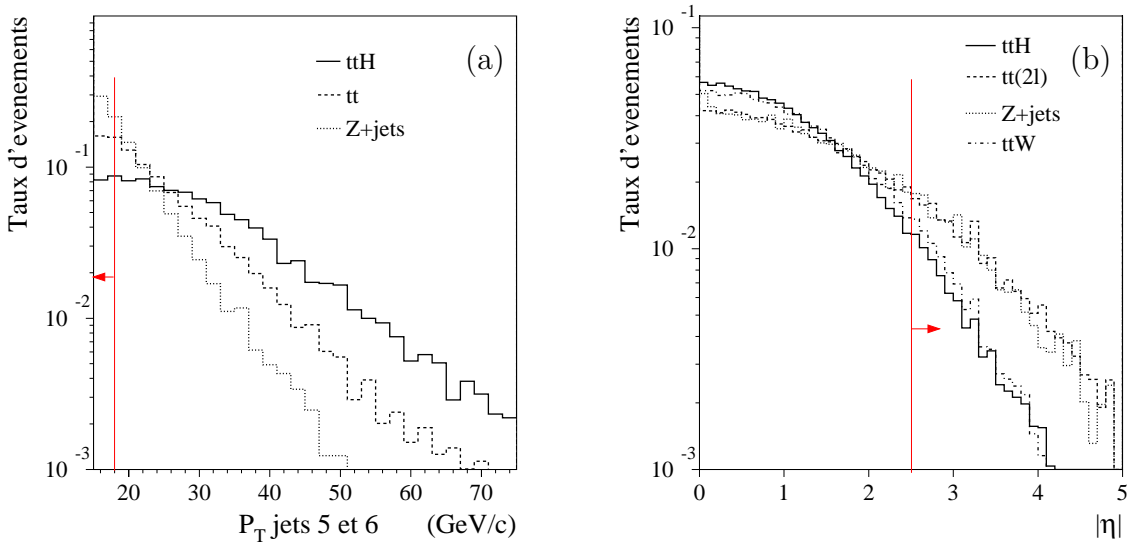


FIG. 6.11 – (a) Impulsion transverse des jets les moins énergétiques dans $t\bar{t}H$ (trait plein), $t\bar{t}(1\ell)$ (ligne discontinue) et Z +jets (ligne pointillée). (b) Pseudorapidité des jets légers pour le signal (trait plein), Z +jets/ $t\bar{t}(2\ell)$ (ligne discontinue) et $t\bar{t}W$ (ligne pointillée). Les distributions sont normalisées à l'unité.

Parmi les jets radiatifs, ceux qui sont émis par les partons initiaux avant interaction ont une composante d'impulsion longitudinale importante, qui se traduit par une grande pseudorapidité. La Figure 6.11-b présente la distribution (en valeur absolue) de la pseudorapidité des jets pour le signal et les bruits de fond dominants. Seuls les jets qui vérifient la condition $|\eta| < 2.5$ sont conservés.

Une autre façon de réduire la contribution Z +jets est d'utiliser l'étiquetage des jets b. Dans notre étude, l'identification est utilisée uniquement pour supprimer

Processus	σ (fb)
$t\bar{t}(2\ell)$	88.9
$t\bar{t}(1\ell)$	11.8
Z+jets	7.4
$t\bar{t}Z$	13.3
$t\bar{t}W$	0.9
$t\bar{t}W_q$	2.5
$t\bar{t}b\bar{b}$	11.6
$t\bar{t}t\bar{t}$	0.9
$t\bar{t}W^+W^-$	0.2
$Wb\bar{b}$	$< 10^{-4}$
$Zb\bar{b}$	0.04
WW,ZZ,WZ	$< 10^{-4}$
Signal 120-160 GeV/c^2	
	0.7 - 2.9

TAB. 6.3 – Section efficace des processus de bruit de fond et de signal dans le canal à deux leptons, après application des coupures de présélection.

le bruit de fond qui ne contient pas de jets b, comme les événements Z+jet, ou les productions associées de bosons faibles ZZ, WW ou WZ. Il n'est donc pas nécessaire d'imposer une grande pureté sur la sélection de ces jets b, d'autant plus que le taux de signal attendu est faible. Ainsi, une efficacité de 80% d'identification des jets b est requise pour conserver le maximum de signal. A partir des résultats de [15], les facteurs de rejet estimés sont faibles : $R_{udsg}=15$ et $R_c=2$ pour les jets légers et les jets c respectivement. Un grand nombre de ces jets seront ainsi identifiés comme des jets b : 45% des événements du canal 2L contiennent plus de deux jets b. Les événements sont sélectionnés s'ils contiennent au moins deux jets b, sans limite supérieure.

La présélection de l'état final 2L est réalisée en imposant que les objets suivants soient trouvés dans l'événement:

- Au moins deux leptons de $p_T > 15$ GeV/ c et $|\eta| < 2.5$
- Au moins six jets de $p_T > 15$ GeV/ c et $|\eta| < 2.5$
- Au moins deux jets étiquetés comme jets b

Le seuil de 15 GeV/ c sur l'impulsion des leptons est imposé par le système de déclenchement (cf section 2.2.4). La table 6.3 présente les sections efficaces des différents bruits de fond, après application de ces coupures de présélection.

Les processus de production dibosons, ainsi que $Wb\bar{b}$ et $Zb\bar{b}$ deviennent négligeables. Les bruits de fond majoritaires sont $t\bar{t}$ (74.6%), $t\bar{t}Z$ (9.9%), $t\bar{t}b\bar{b}$ (8.9%) et Z+jets (5.5%). Dans les événements $t\bar{t}(2\ell)$ et Z+jets, les deux leptons les plus énergétiques proviennent de la désintégration des bosons W issus de la paire de quarks top ou de la désintégration du boson Z, et sont de charges opposées. En demandant que les charges des deux leptons de plus grande impulsion transverse

soient de même signe, la contribution des $t\bar{t}(2\ell)$ est réduite de 88.9 à 0.2 fb et aucun événement Z +jets ne survit. Les événements $t\bar{t}Z$ dans lesquels les deux leptons dominants proviennent du boson Z ou de la paire de quarks top sont largement supprimés (88%). La contribution des $t\bar{t}b\bar{b}$ est réduite de 96%. Tous les autres processus, dans lesquels les charges des leptons ne sont pas corrélées, sont seulement réduits d'un facteur deux. Le signal, qui comprend uniquement les événements dont un des leptons provient du boson de Higgs et l'autre d'un quark top, est également réduit d'un facteur deux.

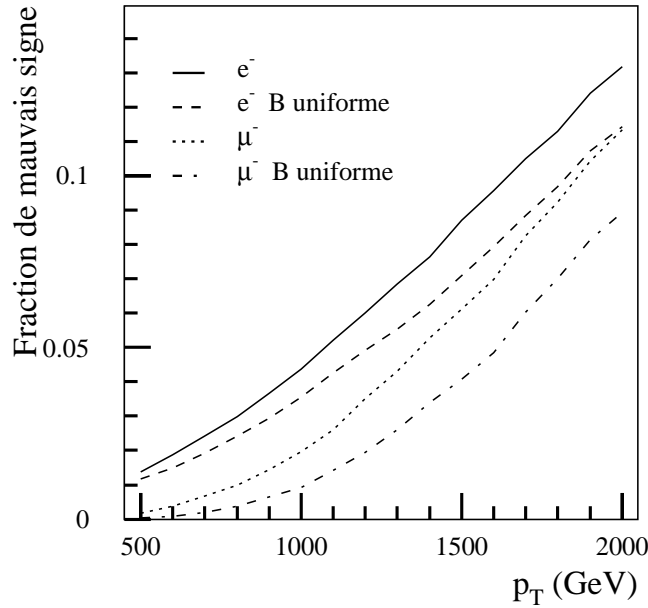


FIG. 6.12 – Fraction de leptons pour lesquels le signe de la courbure de la trajectoire est mal déterminé, en fonction de l'impulsion [40].

Une source additionnelle de bruit de fond peut être induite par la mauvaise détermination de la charge des leptons. La charge est déterminée à partir du signe de la courbure des trajectoires, et cette courbure est inversement proportionnelle à l'impulsion. Pour des particules de grande énergie, la courbure devient trop faible pour être mesurée avec précision. D'après une étude publiée dans le TDR [40], la probabilité d'une mauvaise détermination de la charge est complètement négligeable dans la gamme d'impulsion de leptons des processus considérés pour notre analyse. Ce problème n'apparaît que pour des impulsions supérieures à plusieurs centaines de GeV/c^2 , comme l'illustre la figure 6.12.

Les nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus après chaque coupure sont donnés dans le tableau 6.4. Pour le processus $t\bar{t}W$, le nombre entre parenthèses représente le nombre d'événements à supprimer pour éviter un double comptage avec $t\bar{t}Wq$.

6.5.2 Désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux

Les événements $t\bar{t}(1\ell)$ contenant un lepton additionnel issu d'une désintégration semi-leptonique d'un hadron beau ($\text{BR} \sim 10\%$) constitue un bruit de fond réductible pour le canal 2L.

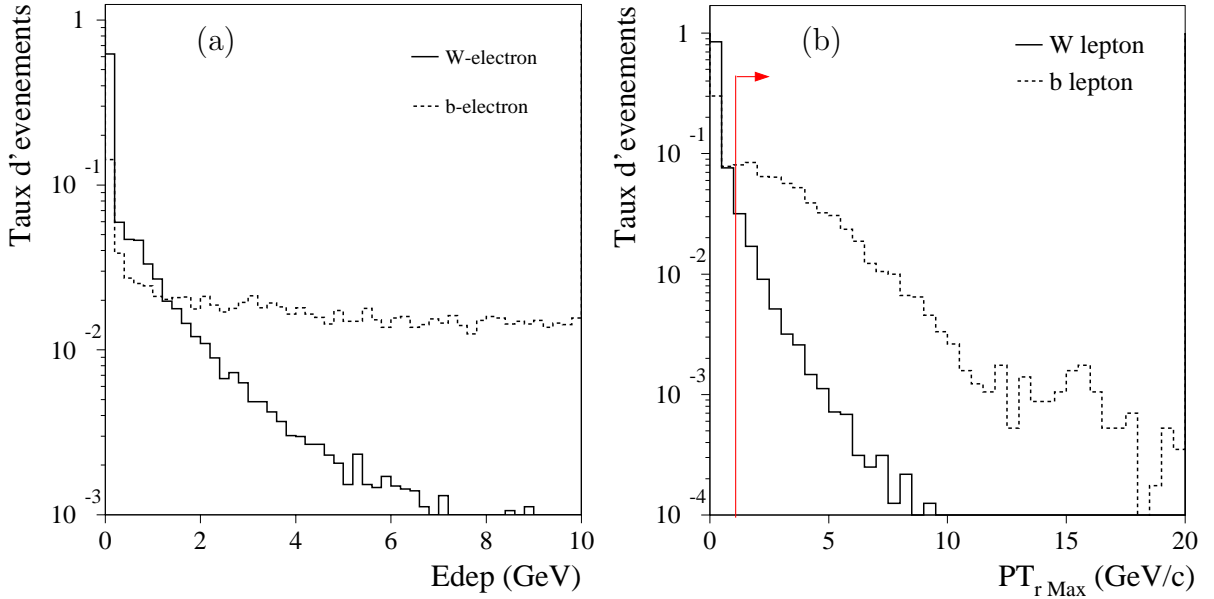


FIG. 6.13 – (a) Différence entre l'énergie transverse des électrons Monte-Carlo et l'énergie transverse déposée dans un cône $\Delta R < 0.2$ autour de leur direction. (b) Distribution de $p_{T_r}^{\text{max}}$ (voir le texte) pour les leptons (e et μ). Les distributions sont données pour les W-leptons (trait plein) et les b-leptons (tirets), et normalisées à l'unité.

Les leptons issus de désintégrations de mésons B sont produits avec plusieurs autres particules. Comme nous l'avons vu dans la section 6.2, les critères d'isolation définis dans ATLFAST ne sont pas suffisants pour certains électrons trop proches d'une autre particule. La figure 6.13-a montre la distribution de la variable E_{dep} pour les électrons issus de la désintégration de boson W (W-électron) et les leptons issus de la désintégration semi-leptonique d'un hadron beau (b-électron). La coupure appliquée dans ATLFAST est de 10 GeV. Bien que cette variable semble discriminer les b-électrons des W-électrons, elle ne sera pas utilisée dans notre analyse. Il est en effet difficile de choisir une coupure sur cette variable sans tenir compte des fluctuations de la quantité d'énergie déposée dans le cône de l'électron, qui peuvent être dues à la forme de la gerbe ou à l'empilement d'événements de biais minimum, et qui ne sont pas prises en compte dans la simulation rapide.

Un critère d'isolation plus raisonnable, basé sur des études en simulation complète du canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ [57] et utilisant les traces chargées a été considéré. La figure 6.13-b donne la distribution de l'impulsion maximale (notée $p_{T_r}^{\text{max}}$) des traces trouvées dans un cône d'ouverture $\Delta R = 0.2$ autour de la direction du lepton

(électron ou muon). En appliquant la coupure $p_{T,r}^{max} < 1.5 \text{ GeV}/c$, 75% du bruit de fond $t\bar{t}$ restant après la présélection et l'étiquetage des b est supprimé, tandis que 90% du signal est conservé dans le canal 2L. Les bruits de fond $t\bar{t}$ et $t\bar{t}b\bar{b}$, qui contiennent un lepton issu d'un boson W et un lepton issu de quark b , sont respectivement réduits de 75% et 80% en utilisant le critère d'isolation par rapport aux traces chargées.

Après cette coupure, 66% des leptons sélectionnés dans le bruit de fond sont des électrons, contre 54% dans le signal. Le déséquilibre entre électrons et muons peut laisser penser que le bruit de fond provient encore majoritairement des désintégrations de hadrons beaux. La figure 6.14 compare les distributions de l'impulsion transverse de b -électrons et de W -électrons. En augmentant la coupure sur le seuil en p_T des électrons jusqu'à $25 \text{ GeV}/c$, 81% du bruit $t\bar{t}(1\ell)$ restant dans le canal 2L est supprimé, et la symétrie électron/muons est restaurée.

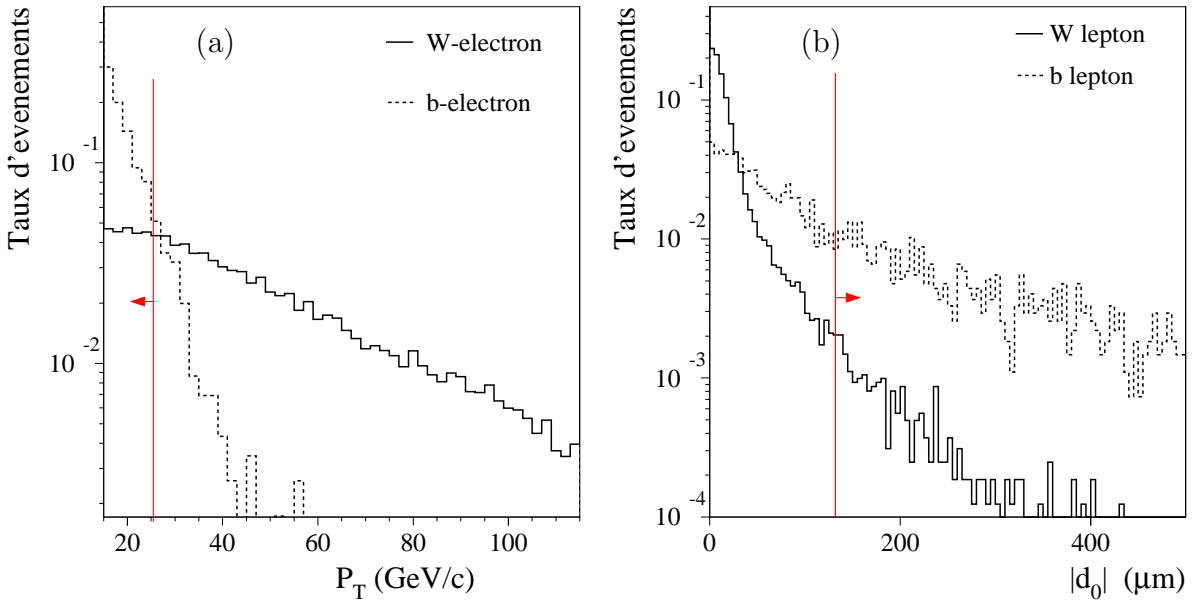


FIG. 6.14 – (a) Distribution de l'impulsion transverse des électrons. (b) Distribution du paramètre d'impact transverse des leptons. Les W -leptons sont représentés en trait plein, tandis que les b -leptons sont en pointillés.

Une dernière propriété des b -leptons n'a pas encore été exploitée : puisqu'ils proviennent de hadrons beaux dont la longueur de vol est grande, ils ne sont pas issus du vertex primaire et leur paramètre d'impact transverse est en moyenne plus grand que celui des W -leptons. Le paramètre d'impact donné par ATLFast a été modifié pour tenir compte de la dispersion du faisceau ($\pm 15 \mu\text{m}$ dans les directions x et y) et obtenir une résolution en accord avec les résultats obtenus en simulation complète [40]. La distribution est montrée sur la figure 6.14-b pour les W -leptons et b -leptons. Après optimisation des coupures, cette variable n'améliore pas le rapport signal/bruit dans le canal 2L, mais sera utilisée pour le canal 3L.

6.5.3 Reconstruction de la masse du Z

A ce stade de l'analyse, les bruits de fond dominants sont $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}W$, dans lesquels l'un des leptons provient d'un quark top et l'autre du boson W ou Z. Pour réduire la contribution de $t\bar{t}Z$, qui doit idéalement contenir trois leptons, un veto est appliqué lorsqu'un troisième lepton isolé d'impulsion transverse supérieure à $6 \text{ GeV}/c$ est trouvé dans le détecteur. Cette coupure est efficace, mais limitée par la grande multiplicité des jets présents dans l'événement : beaucoup de leptons sont trop proches de jets et ne passent pas les coupures d'isolation. En supposant que les leptons non-isolés ($p_T > 6 \text{ GeV}/c$, $|\eta| < 2.5$) soient détectables, il est possible de rechercher parmi eux un candidat permettant de reconstruire la masse du Z avec un lepton isolé de même saveur et de charge opposée. La figure 6.15 montre la distribution de masse invariante de ces paires de leptons, pour le signal et le bruit de fond $t\bar{t}Z$. Les événements pour lesquels la masse invariante est reconstruite dans l'intervalle $[75-100] \text{ GeV}/c^2$ sont rejetés.

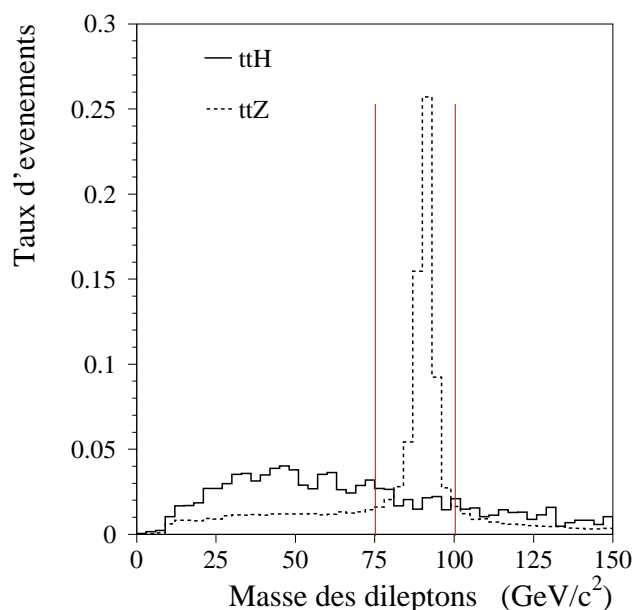


FIG. 6.15 – Masse invariante de dileptons dans les événements $t\bar{t}H$ (trait plein) et $t\bar{t}Z$ (tirets) où une paire de leptons de charge opposée et de même saveur a été trouvée. Tous les leptons (isolés et non-isolés) vérifiant $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 2.5$ sont considérés.

Les muons non-isolés sont aisément identifiables dans les jets, et leur impulsion est correctement mesurée à l'aide des spectromètres. Pour ceux-là, l'hypothèse précédente est parfaitement justifiée.

Pour les électrons non-isolés en revanche, la reconstruction et l'identification est plus difficile. Cependant, les résultats obtenus dans les études utilisant des leptons de faible impulsion pour l'étiquetage des jets b permettent de penser qu'une telle recherche sera possible [58]. Le facteur d'efficacité de reconstruction de 90% appliqué

(le même que pour les électrons isolés) est certainement trop optimiste, et nécessite des études plus poussées en simulation complète. Une seconde difficulté provient d'une éventuelle mauvaise séparation entre le dépôt d'énergie de l'électron et celui dû à la fraction électromagnétique du jet, qui pourrait induire une erreur importante sur la mesure de l'énergie des électrons non-isolés, et dégrader la résolution sur la masse reconstruite du boson Z.

La coupure sur la masse des dileptons supprime 33% des $t\bar{t}Z$ et seulement 3% de signal. Les événements $t\bar{t}Z$ restants sont ceux pour lesquels la masse de la paire de leptons est trop éloignée de la masse du Z. 36% de ces événements proviennent des désintégrations $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$. Les événements restants sont ceux pour lesquels les bosons sont produits hors couche de masse (γ^* , Z^*), dans lesquels les leptons de l'état final ont émis des photons très énergétiques ou encore d'événements pour lesquels l'un des leptons du Z n'est pas dans l'acceptance du détecteur.

6.5.4 Reconstruction de la masse du Higgs

La dernière étape de l'analyse est dédiée à la réduction des bruits de fond $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$, dont la signature est très proche de celle du signal recherché.

La reconstruction de l'état final complet est possible dans le cas du canal 2L, dans lequel sont produits deux neutrinos. Les masses des deux quarks top ($t \rightarrow \ell \nu b$ et $t \rightarrow jj b$) ainsi que la masse du boson de Higgs ($H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell \nu jj$) peuvent être reconstruites à l'aide d'une méthode d'ajustement cinématique contraint. Douze paramètres doivent être déterminés : les trois composantes d'impulsion des neutrinos et les énergies corrigées des six jets. La direction des jets, l'énergie et la direction des leptons (e et μ) sont supposées bien mesurées. Cinq contraintes sont disponibles :

- $M_{jj} = m_W$ ($t \rightarrow q \bar{q}' b$)
- $M_{l\nu} = m_W$ ($t \rightarrow \ell \nu b$)
- $M_{jjb} = m_t$ ($t \rightarrow q \bar{q}' b$)
- $M_{l\nu b} = m_t$ ($t \rightarrow \ell \nu b$)
- $M_{jj} = m_W$ ou $M_{l\nu} = m_W$ ($H \rightarrow WW^{(*)}$)

La dernière contrainte est différente selon la masse du boson de Higgs considérée. Pour des masses inférieures à $160 \text{ GeV}/c^2$, l'un des bosons W est hors couche de masse. Dans ce cas, si $M_{jj} > 62 \text{ GeV}/c$, la contrainte devient $M_{jj} = m_W$ et $M_{l\nu} < m_W$ et inversement si $M_{jj} < 62 \text{ GeV}/c$, on impose $M_{jj} < m_W$ et $M_{l\nu} = m_W$. En outre, huit quantités mesurées permettent de contraindre davantage le système : les deux composantes de l'impulsion transverse manquante et les énergies des jets.

- $P_{\nu_1}^x + P_{\nu_2}^x = P_{miss}^x$
- $P_{\nu_1}^y + P_{\nu_2}^y = P_{miss}^y$

La procédure habituelle d'ajustement consiste à trouver les paramètres qui minimisent la fonction

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^6 \left(\frac{E_i^0 - E_i^{fit}}{\sigma_{E_i^0}} \right)^2 + \left(\frac{P_{\nu_1}^x + P_{\nu_2}^x - P_{miss}^x}{\sigma_{P_{miss}^x}} \right)^2 + \left(\frac{P_{\nu_1}^y + P_{\nu_2}^y - P_{miss}^y}{\sigma_{P_{miss}^y}} \right)^2 \quad (6.1)$$

E_i^0 (énergies des jets) et P_{miss}^x, P_{miss}^y (composantes transverses de l'impulsion manquante) sont des quantités mesurées tandis que les E_i^{fit} et $P_{\nu_1}^x, P_{\nu_2}^x, P_{\nu_1}^y, P_{\nu_2}^y$ sont les résultats ajustés par la minimisation du χ^2 .

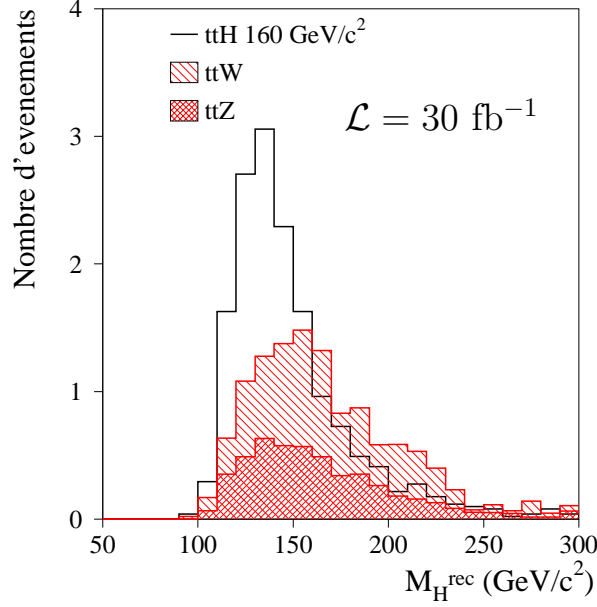


FIG. 6.16 – Masse $(jet+jet+lepton+\nu_{rec})$ minimale reconstruite par ajustement cinématique contraint pour les événements $t\bar{t}H(m_H=160 \text{ GeV}/c^2)$, $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$.

Cette méthode de moindres carrés fonctionne uniquement sous l'hypothèse que les erreurs $\sigma_{E_i^0}$ et $\sigma_{P_{miss}}$ sur les paramètres mesurés sont faibles. Les radiations de gluons induisent des erreurs importantes sur la mesure de l'énergie des jets (particules émises en dehors du cône du jet), et l'acceptance du détecteur supprime des particules, biaisant ainsi la mesure de l'énergie transverse manquante. Pour réduire l'influence de ces erreurs de mesure sur les résultats, une autre méthode plus robuste est utilisée [59]. Il s'agit de minimiser la fonction

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^6 \Psi(E_i^0 - E_i^{fit}) + \Psi(P_{\nu_1}^x + P_{\nu_2}^x - P_{miss}^x) + \Psi(P_{\nu_1}^y + P_{\nu_2}^y - P_{miss}^y) \quad (6.2)$$

où $\Psi(x) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2/2}}$.

Pour trouver le minimum de cette fonction, un programme spécial de minimisation non linéaire avec contraintes, DONLP2 [60] a été utilisé. Lors de la reconstruction des événements, il est trop long et inutile de tester toutes les combinaisons possibles de jets et de leptons (il y a souvent plus de six jets dans les événements).

Pour réduire le temps de calcul, seules les combinaisons satisfaisant les conditions suivantes sont utilisées :

- $|M_{jj} - m_W| < 25 \text{ GeV}/c^2$ ($t \rightarrow jjb$)
- $|M_{jjb} - m_t| < 30 \text{ GeV}/c^2$ ($t \rightarrow jjb$)
- $M_{\ell b} < 180 \text{ GeV}/c^2$ ($t \rightarrow \ell \nu b$)
- $M_{jj} < 110 \text{ GeV}/c^2$ ($H \rightarrow q\bar{q}'\ell\nu$)

Pour une grande partie des événements de bruit de fond, l'ajustement cinématique ne donne pas de solution, aucune combinaison (jets+leptons+ ν_{rec}) ne satisfaisant aux conditions imposées. Ainsi, $\sim 55\%$ du bruit de fond est supprimé sans aucune coupure supplémentaire. Le taux d'événements de signal est réduit de 25.5%.

Malgré la sélection, il existe un grand nombre de combinaisons possibles pour un événement, et la solution qui minimise le χ^2 est très souvent une mauvaise combinaison. La masse invariante $M(jj\ell\nu_{rec})$ minimale reconstruite est une meilleure variable pour discriminer le signal du bruit de fond. La figure 6.16 présente la distribution de cette masse minimale, pour le signal et les principaux bruits de fond. En imposant la condition $M(jj\ell\nu_{rec}) \leq 200 \text{ GeV}/c^2$, le bruit de fond résiduel est abaissé à 19.6 ± 1.1 événements, pour 21.1 événements de signal à $160 \text{ GeV}/c^2$.

Les nombres d'événements de signal et de bruit de fond restant après application de toutes les coupures sont donnés par la dernière ligne du tableau 6.4. Les événements $t\bar{t}W$ qui recouvrent une partie de $t\bar{t}Wq$ ont été supprimés. Ils représentent environ 25% du nombre total d'événements $t\bar{t}W$. L'incertitude statistique sur le signal est négligeable (les lots Monte-Carlo contiennent 100 fois plus d'événements que le nombre attendu à basse luminosité).

Coupures	Signal			Bruit de fond							
	120	160	200	$t\bar{t}(2\ell)$	$t\bar{t}(1\ell)$	$t\bar{t}b\bar{b}$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Wq$	$t\bar{t}t\bar{t}$	$t\bar{t}WW$
Présélection	19.8	85.6	44.8	2667	353	349.6	402	27.9(7.4)	75.9	27.0	3.0
$Q_{\ell_1} = Q_{\ell_2}$	9.8	42.5	22.6	5.5	168.2	14.7	44.7	17.0(4.2)	26.5	8.9	0.9
b-leptons											
$p_{T_r}^{max} < 1.5 \text{ GeV}/c$	8.9	38.1	20.8	1.2	41.5	3.0	39.3	15.8(4.0)	23.3	7.7	0.8
$p_T^{ele} > 25 \text{ GeV}/c$	6.8	31.8	17.8	0.2	7.7	0.5	34.6	13.3(3.3)	20.5	7.0	0.8
Lepton veto	6.7	31.7	17.6	0.2	7.4	0.5	21.1	12.9(3.1)	20.5	6.5	0.7
Z veto	6.5	30.6	17.1	0.2	7.2	0.5	14.2	12.4(3.0)	19.7	6.1	0.7
$M_{rec}(t\bar{t}H)$	4.4	21.1	10.5	$\sim 10^{-2}$	4.0	0.4	6.1	3.7	2.6	2.5	0.3

TAB. 6.4 – Nombres d'événements de signal (pour $m_H=120, 160$ et $200 \text{ GeV}/c^2$) et de bruit de fond restant après application des différentes coupures dans le canal $2L$, normalisés pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . Pour $t\bar{t}W$, le nombre d'événements qui doivent être supprimés pour éviter un double comptage avec $t\bar{t}Wq$ est donné entre parenthèses.

6.6 Etude de l'état final à trois leptons

Comme pour le canal 2L, les nombres d'événements donnés dans cette section sont normalisés pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . Un facteur de 0.9 par lepton est appliqué pour tenir compte des inefficacités de reconstruction et d'identification.

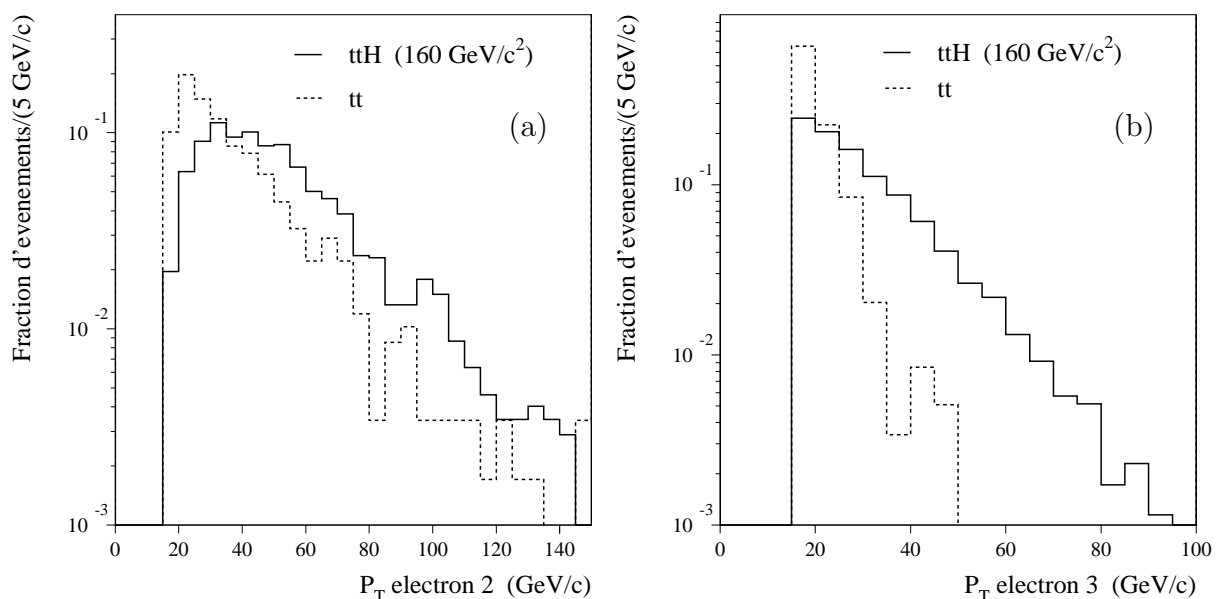


FIG. 6.17 – Distributions des impulsions transverse des deuxième (a) et troisième (b) leptons (électrons) pour le signal à $160 \text{ GeV}/c^2$ (ligne continue) et le bruit de fond $t\bar{t}$ (ligne discontinue). Les leptons sont classés selon les impulsions décroissantes.

La section efficace de l'état final à trois leptons est très proche de celle du canal 2L après application de la coupure sur le signe des leptons, mais l'efficacité de sélection est moins importante. Les différentes coupures appliquées pour sélectionner ce signal sont optimisées pour obtenir un rapport signal sur bruit le plus grand possible.

La présence de trois leptons de grande impulsion fournit une signature très claire qui limite fortement le nombre de processus du modèle standard susceptibles de contribuer au bruit de fond réductible. Une présélection est appliquée pour ne conserver que les événements qui contiennent au moins trois leptons d'impulsion supérieure à $15 \text{ GeV}/c$, et au moins quatre jets de $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ et de pseudorapidité $|\eta| < 2.5$. Au moins deux de ces jets doivent être identifiés comme des jets b. L'efficacité d'étiquetage et les taux de rejet utilisés sont identiques à ceux utilisés à ceux du canal 2L. Après ces coupures de présélection, 184 événements de bruit de fond sont attendus, majoritairement de $t\bar{t}(1\ell)Z$ (68.4%) et $t\bar{t}(2\ell)$ (17.4%). Le tableau 6.5 présente les taux de signal et de bruit de fond attendus après l'application des différentes coupures.

Comme dans le canal 2L, une large fraction des événements $t\bar{t}$ contient un lepton provenant de la désintégration semileptonique d'un hadron beau, et les mêmes critères de rejet sont utilisés. La coupure sur l'isolation du lepton par rapport aux traces est relâchée à $p_{T_r}^{max} < 2 \text{ GeV}/c$ pour conserver le maximum de signal. Le bruit de fond $t\bar{t}$ contient deux "vrais" leptons isolés, et un lepton issu d'un quark b. Si l'on classe les électrons selon les impulsions décroissantes, le premier d'entre eux, le plus énergétique provient presque toujours du boson W. Les deux électrons suivants sont susceptibles d'être issus d'un quark b. Ceci est illustré sur la figure 6.17 : les valeurs moyennes des impulsions des deuxième et troisième électrons sont plus importantes dans le signal, qui contient trois leptons issus de bosons W, que dans le bruit de fond $t\bar{t}$. Les seuils sur les impulsions des électrons sont donc augmentées à 30, 25 et 20 GeV/c pour respectivement le premier, deuxième et troisième électron. Pour les muons, le seuil reste inchangé à 15 GeV/c . Enfin, une coupure supplémentaire par rapport au canal 2L est appliquée sur le paramètre d'impact transverse, $|d_0| < 150 \mu\text{m}$.

$m_H(\text{GeV}/c^2)$	Signal			Bruit de fond						
	120	160	200	$t\bar{t}$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}W_q$	$t\bar{t}t\bar{t}$	$t\bar{t}b\bar{b}$	$t\bar{t}WW$
présélection	5.9	24.7	11.3	33.2	126.3	4.5	5.8	3.9	5.5	0.8
b-leptons :										
$p_{T_r}^{max} < 2 \text{ GeV}/c$	5.6	22.9	10.5	11.7	117.5	4.4	5.2	3.7	1.4	0.7
$p_T^{ele\ 1, 2, 3}$	4.4	19.5	9.2	3.7	106.3	3.7	4.8	3.2	0.2	0.6
$ d_0 < 150 \mu\text{m}$	4.2	18.7	8.8	3.2	102.4	3.5	4.5	3.1	0.1	0.6
Lepton veto	4.2	18.6	8.7	3.2	96.5	3.4	4.4	2.9	0.1	0.6
Z veto	3.4	15.0	6.5	2.6	13.3	2.6	4.2	2.1	0.1	0.5

TAB. 6.5 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus après chaque coupure dans le canal à trois leptons, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} .

A ce niveau de coupures, le bruit de fond dominant est $t\bar{t}Z$, dont le taux d'événements est environ cinq fois supérieur à celui du signal à 160 GeV/c^2 . Le veto sur un quatrième lepton isolé dans le détecteur est très peu efficace, et ne supprime que 6% des événements. La méthode la plus efficace reste la recherche d'une paire de leptons de même saveur et de charges opposées, dont la masse invariante est proche de celle du boson Z. En rejetant les événements dont la masse dilepton se trouve dans l'intervalle $m_Z \pm 15 \text{ GeV}/c^2$, la contribution des $t\bar{t}Z$ est réduite de 86% (la paire de leptons contient un électron non-isolé dans moins de 3% des événements).

Après application de toutes les coupures, 25.8 ± 1.1 événements de bruit de fond sont attendus. Le nombre d'événements de signal attendu varie entre 3.4 et 15.0 dans le domaine de masses $m_H \in [120-240] \text{ GeV}/c^2$.

6.7 Résultats à basse luminosité

Les nombres d'événements attendus dans chaque état final pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} sont donnés dans le tableau 6.6 et sur la figure 6.18-a, pour une masse de boson de Higgs variant dans l'intervalle $[120-240] \text{ GeV}/c^2$. Le bruit de fond total est de 19.6 ± 1.1 et 25.8 ± 1.1 événements pour les canaux 2L et 3L respectivement.

Etat Final	$m_H(\text{GeV}/c^2)$									
	120	130	140	150	160	170	180	200	220	240
2L	4.4	9.5	15.0	19.0	21.1	20.6	17.3	10.5	7.1	4.9
3L	3.4	7.0	10.2	13.0	15.0	13.8	11.8	6.5	5.1	4.0

TAB. 6.6 – Nombre d'événements de signal attendu pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , en fonction de la masse du boson de Higgs.

Les significances statistiques poissonniennes correspondantes sont inférieures au seuil de découverte (figure 6.18-b), défini à 5σ dans ATLAS, sur l'ensemble du domaine de masse accessible. Le maximum est atteint pour $m_H=160 \text{ GeV}/c^2$, avec 4.7σ dans le canal 2L et 2.9σ dans le canal 3L. Cependant, le nombre d'événements attendu est suffisant pour permettre l'observation du signal au-dessus du bruit de fond, et ainsi confirmer une découverte. D'autre part, il est possible d'extraire une mesure de la section efficace, qui sera présentée dans la section 6.9.

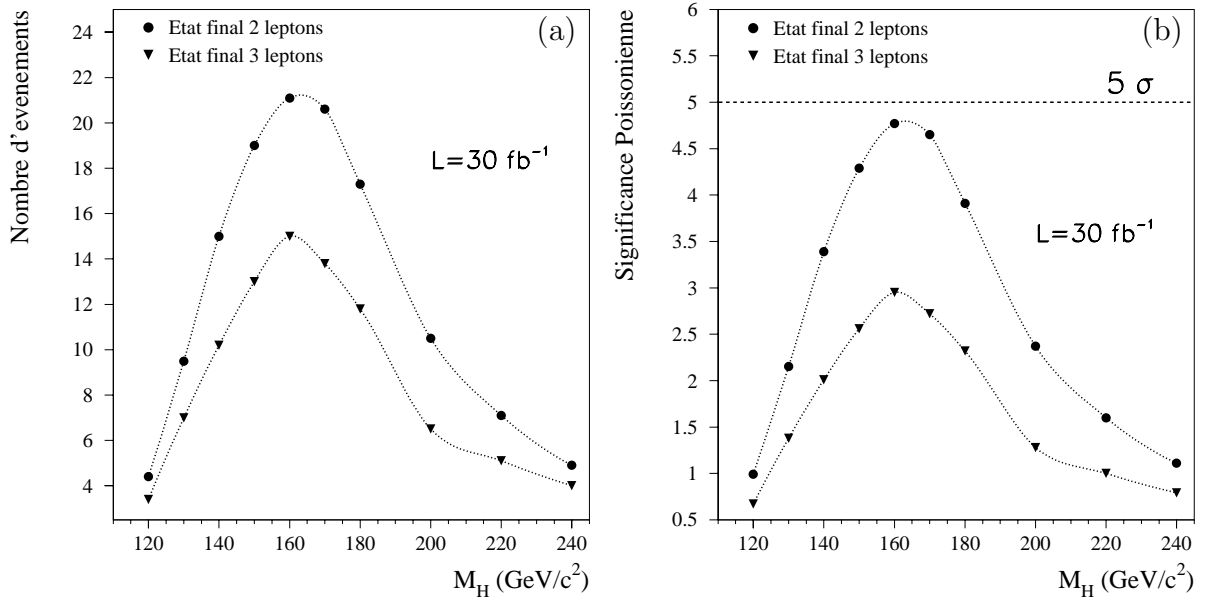


FIG. 6.18 – (a) Variation du nombre d'événements de signal en fonction de la masse du boson de Higgs. (b) Significace statistique (calculée selon une distribution de Poisson) attendue en fonction de la masse du boson de Higgs. Les distributions sont normalisées pour une luminosité de 30 fb^{-1} .

6.8 Résultats à haute luminosité

Le but de cette section est de vérifier si cette analyse peut être étendue à haute luminosité ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). La difficulté principale provient des événements de biais minimum : 23 collisions inélastiques se produisent en moyenne à chaque croisement de faisceau, ajoutant un grand nombre de traces et des “mini-jets” dans les détecteurs. Pour tenir compte de cet effet dans ATLFAST, les résolutions sur les mesures sont dégradées. De nouveaux lots Monte-Carlo ont été simulés, en ne considérant que les processus de bruit de fond les plus importants à l’issue de l’analyse à basse luminosité. Les différents lots d’événements utilisés pour chaque état final sont résumés dans la Table 6.7. L’analyse à haute luminosité est très similaire à la précédente, seules quelques coupures ont été modifiées pour tenir compte du nouvel environnement.

Processus	$N_{\text{MC}} \text{ 2L}$	$N_{\text{MC}} \text{ 3L}$
$t\bar{t}(1\ell)$	16 M	-
$t\bar{t}(2\ell)$	-	20 M
$t\bar{t}W$	120 K	120 K
$t\bar{t}Z$	180 K	405 K
$t\bar{t}t\bar{t}$	20 K	20 K
$t\bar{t}W^+W^-$	10 K	10 K
$t\bar{t}W_q$	80 K	80 K
$t\bar{t}H$	60 K/masse	160 K/masse

TAB. 6.7 – Résumé des lots Monte-Carlo de signal et de bruit de fond utilisés pour l’étude à haute luminosité des canaux 2L et 3L.

La contribution des “mini-jets” n’est pas simulée par ATLFAST. Toutefois, pour limiter l’impact des événements de biais minimum, le seuil en impulsion transverse des jets est augmenté jusqu’à 30 GeV/c. La modification des seuils de déclenchement à haute luminosité nécessite que l’un des leptons au moins ait une impulsion transverse supérieure à 30 GeV/c. L’efficacité d’étiquetage des jets est réduite à 70% en conservant les mêmes facteurs de rejet des jets légers et des jets c, pour tenir compte de la dégradation induite par la plus grande multiplicité de traces dans les événements. Le reste de la sélection pour les canaux 2L et 3L est inchangée.

Etat Final	$m_H(\text{GeV}/c^2)$									
	120	130	140	150	160	170	180	200	220	240
2L	12.7	28.6	50.0	61.0	72.3	69.8	60.9	43.2	31.5	23.6
3L	12.9	27.0	39.9	51.3	63.8	60.6	46.7	29.6	22.1	18.8

TAB. 6.8 – Nombre d’événements de signal attendus pour une luminosité intégrée $\mathcal{L}=300 \text{ fb}^{-1}$ en fonction de la masse du boson de Higgs pour les canaux deux et trois leptons.

Les nombres d'événements attendus dans l'intervalle de masse $[120-240]$ GeV/c^2 sont donnés dans la table 6.8 pour les deux canaux, et normalisés pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} . Les contributions des différents bruits de fond sont détaillées dans le tableau 6.9. Les significances sont représentées sur la figure 6.19 pour les deux états finals.

Etat Final	Bruit de fond						Total
	$t\bar{t}$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Wq$	$t\bar{t}t\bar{t}$	$t\bar{t}WW$	
2L	19.9(8.9)	19.4(1.7)	11.3(2.7)	8.0(1.4)	21.6(2.8)	0.4(0.2)	80.6 ± 10.0
3L	2.3(1.3)	61.1(1.8)	8.9(0.6)	22.1(6.7)	14.7(1.6)	1.2(0.4)	110.3 ± 7.3

TAB. 6.9 – Contributions des différents bruit de fond du modèle standard pour les canaux 2L et 3L, normalisées à $\mathcal{L}=300 \text{ fb}^{-1}$. Les incertitudes statistiques Monte-Carlo sont données entre parenthèses.

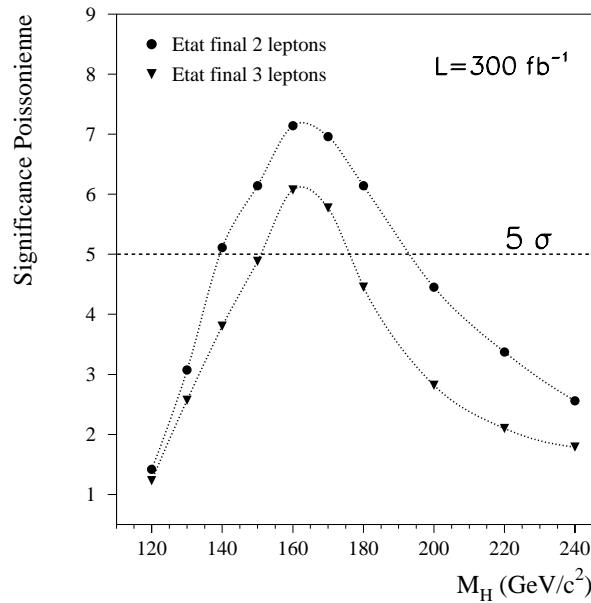


FIG. 6.19 – Significance statistique (calculée selon une distribution de Poisson) attendue en fonction de la masse du boson de Higgs dans les états finals à deux et trois leptons pour une luminosité intégrée $\mathcal{L}=300 \text{ fb}^{-1}$.

6.9 Mesure du couplage de Yukawa du quark top

Le nombre d'événements attendu à basse luminosité pour chacun des deux canaux est trop faible pour permettre la découverte du boson de Higgs. En outre, il n'existe pas de variable discriminante évidente qui permettrait de donner un poids à chaque candidat, et seul le comptage d'événements est possible. Cependant, le nombre d'événements observés peut fournir une mesure de la section efficace $t\bar{t}H$. La précision statistique sur cette mesure est déterminée avec la formule suivante :

$$\sigma = \frac{N^{data} - B^{MC}}{\epsilon^{MC} \mathcal{L}}$$

$$\Delta\sigma^{stat} = \Delta N^{data} = \sqrt{N^{data}} \quad (si \ N^{data} \text{ grand})$$

$$\frac{\Delta\sigma^{stat}}{\sigma} = \frac{\sqrt{N}}{N - B} = \frac{\sqrt{S + B}}{S}$$

où N^{data} est le nombre d'événements observés, B^{MC} et ϵ^{MC} sont respectivement le nombre d'événements de bruit de fond et l'efficacité de sélection du signal estimés à partir des simulations Monte-Carlo.

Cette section efficace est proportionnelle au couplage Yukawa du quark top. En supposant les corrections QCD bien contrôlées, il est possible d'extraire le couplage de cette mesure, avec une incertitude statistique donnée par :

$$\sigma_{t\bar{t}H} \propto \lambda_t^2 \Rightarrow \frac{\Delta\lambda_t}{\lambda_t} = \frac{1}{2} \frac{\Delta\sigma_{t\bar{t}H}}{\sigma_{t\bar{t}H}} = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{S + B}}{S}$$

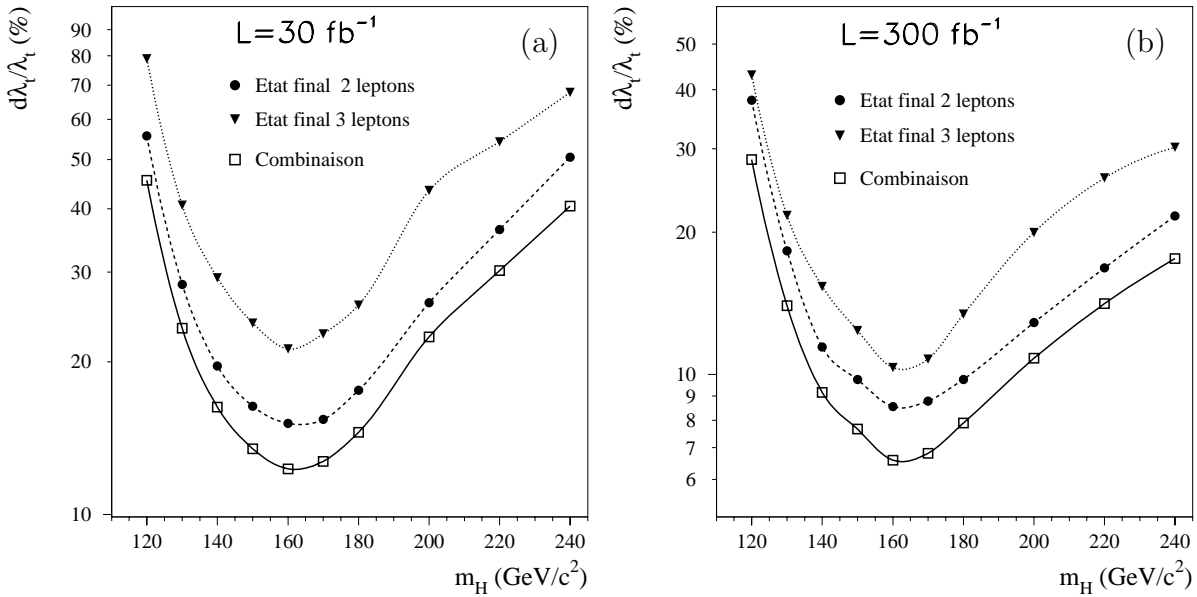


FIG. 6.20 – Incertitudes statistiques sur la mesure du couplage Yukawa du quark top dans le canal $2L$ (cercles), dans le canal $3L$ (triangles), et après combinaison des deux canaux (carrés) en fonction de la masse de boson de Higgs. Les résultats sont donnés à basse luminosité (a) et à haute luminosité (b).

L'incertitude statistique attendue à basse luminosité sur la mesure du couplage Yukawa du quark top est présentée sur la figure 6.20-a en fonction de la masse du boson de Higgs. Dans l'état final à deux leptons, une précision de 15% à 30% est accessible sur l'intervalle de masse $[130-200] \text{ GeV}/c^2$, la meilleure valeur étant

obtenue pour $m_H=160 \text{ GeV}/c^2$. Les résultats sont moins bons dans l'état final à trois leptons : une précision de 21% à 40% est attendue dans le même intervalle de masse. La combinaison des deux canaux améliore de 20 % la précision statistique obtenue dans l'état final deux leptons. L'étude à haute luminosité (figure 6.20-b) permet d'étendre les résultats précédents et de réduire les incertitudes d'un facteur proche de deux sur l'ensemble du domaine de masse.

6.10 Comparaison avec l'étude théorique

Lors de la réalisation de ce travail, une analyse du canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$ a été publiée par Maltoni *et al.* [61]. Cette étude, réalisée au niveau des partons, montre que la mesure du couplage de Yukawa du quark top peut être mesurée au LHC, et prévoit une incertitude statistique de 16%, 8% et 12% pour des masses de boson de Higgs de 130, 160 et 190 GeV/c^2 respectivement, et une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} .

Dans cette section, l'analyse de Maltoni *et al.* est appliquée sur les lots de données simulées dans ATLFast. Cette étude a pour but de vérifier la cohérence des résultats et l'impact des effets du détecteur et de l'hadronisation des quarks sur l'efficacité de sélection des événements. Les analyses ont été comparées pour les états finals à deux et trois leptons. Une présélection est appliquée sur les lots ATLFast pour reproduire l'analyse au niveau partons. Les paramètres et coupures utilisés sont les suivants :

- Efficacité de reconstruction des leptons de 85%
- Etiquetage des jets b : efficacité $\epsilon_b=60\%$, et facteurs de rejet $R_u = 100$ et $R_c = 10$ pour les jets légers et les jets c respectivement. A haute luminosité, l'efficacité est réduite à 50% en conservant les mêmes facteurs de rejet.
- Coupures d'acceptance :

Jets légers	$p_T \geq 15 \text{ GeV}/c$	$ \eta < 4.5$
Jets b	$p_T \geq 15 \text{ GeV}/c$	$ \eta < 2.5$
Leptons	$p_T \geq 10 \text{ GeV}/c$	$ \eta < 2.5$
- Coupure d'isolation sur les jets et les leptons : distance $\Delta R_{ij} > 0.4$
- Seuil de déclenchement sur le lepton : au moins un lepton d'impulsion supérieure à $20 \text{ GeV}/c$ doit être trouvé dans l'événement ($30 \text{ GeV}/c$ à haute luminosité).

Canal deux leptons

L'analyse de Maltoni *et al.* étant réalisée au niveau des partons, seuls les bruits de fond qui contiennent exactement deux leptons et six "vrais" jets ont été considérés :

- $t\bar{t}$ + quatre jets, supprimé en demandant exactement deux leptons de même charge dans l'événement.

- $t\bar{t}Wjj$, dans lequel le boson W se désintègre en leptons et le quark top dont la charge est de même signe se désintègre également en leptons. Pour réduire ce bruit de fond, seuls les événements dans lesquels les deux masses *dijets* se trouvent dans un intervalle de $25 \text{ GeV}/c^2$ autour de m_W sont conservés. Dans le signal, les deux paires de jets légers proviennent d'un boson W .
- $t\bar{t}\ell^+\ell^-jj$, qui contribue au bruit de fond lorsque l'un des leptons ne passe pas les coupures d'acceptance, et qui constitue un bruit de fond irréductible.
- $t\bar{t}W^+W^-$, irréductible, et $t\bar{t}t\bar{t}$, supprimé en demandant exactement deux jets étiquetés comme b . Il n'y a pas de coupure appliquée sur le nombre maximal de jets légers trouvés dans les événements.

	PARTONS		ATLFAST	
$m_H(\text{GeV}/c^2)$	130	160	130	160
Avant Sélection	615	1008	690	1176
Après Sélection	6.4	15	9.4	19.6
Efficacité (%)	1.04	1.49	1.36	1.66

TAB. 6.10 – Comparaison du nombre d'événements de signal au niveau parton (Maltoni *et al.*) et au niveau reconstruit (ATLFAST), pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} .

Le tableau 6.10 compare les nombres d'événements et les efficacités de sélection du signal pour deux valeurs de masse du boson de Higgs (130 et $160 \text{ GeV}/c^2$) dans l'analyse "partons" et dans l'analyse ATLFAST. Le nombre d'événements obtenu après la présélection est inférieur d'environ 10% dans l'analyse de Maltoni *et al.*. L'utilisation d'un générateur différent (MADGRAPH [62]) et de fonctions de structure différentes (CTEQ4L) peut expliquer cette variation de la section efficace. Les efficacités de sélection du signal sont proches pour les deux analyses, ce qui montre que les effets du détecteur sont correctement pris en compte dans l'analyse "partons", et que les effets des radiations et de l'hadronisation des quarks dans l'analyse "ATLFAST" ne modifient pas réellement la cinématique des événements de signal.

Processus	$t\bar{t}(2\ell)$	$t\bar{t}(2\ell)$	$t\bar{t}t\bar{t}$	$t\bar{t}W + t\bar{t}Wq$	$t\bar{t}\ell^+\ell^-$	$t\bar{t}WW$
Partons	-	-	1.6	10	1.9	0.9
ATLFAST	5.0	117.7	3.3	11.8 + 12.7	13.4	0.4

TAB. 6.11 – Comparaison des nombres d'événements de signal et de bruit de fond obtenus dans le canal à deux leptons, au niveau des partons et au niveau ATLFAST, pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} .

Le tableau 6.11 présente le nombre d'événements de bruit de fond après application de toutes les coupures de sélection. Le bruit de fond $t\bar{t}$, négligé dans l'analyse de Maltoni *et al.* (les désintégrations semi-leptoniques des quarks b n'ont pas été

intégrées), devient complètement dominant avec les lots de données ATLFast. Les taux de bruits de fond $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}W$ montrent un important désaccord. Dans le cas de $t\bar{t}Z$, les événements restants dans l'analyse "partons" sont ceux pour lesquels l'un des leptons du Z est perdu, et la moitié d'entre eux seulement survivent à la coupure sur la charge des leptons, de même pour les événements $t\bar{t}W$, dans lesquels un lepton provient d'un quark top et l'autre du boson W . Dans l'analyse ATLFast, les leptons issus de la désintégration semi-leptonique de quarks b contribuent également au bruit de fond dans les deux processus $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}W$. Pour estimer cette contribution, les coupures suivantes sont appliquées :

- $p_{Tr}^{max} < 1.5 \text{ GeV}/c$
- $p_T^{ele} > 25 \text{ GeV}/c$
- $|d_0| < 150 \mu\text{m}$

La contribution $t\bar{t}(1\ell)$ est réduite de 117.7 à 11.2 événements, celle de $t\bar{t}Z$ de 13.4 à 9.9 événements. Pour le bruit de fond $t\bar{t}W/t\bar{t}Wq$, le nombre d'événements passe de 11.8+12.7 à 8.9+9.9. Le désaccord n'est cependant pas complètement expliqué par les leptons issus de désintégration de quarks b .

Canal trois leptons

Les coupures d'acceptance dans ce canal sont les mêmes que pour le canal deux leptons. Les bruits de fond considérés et la sélection appliquée sont les suivants :

- $t\bar{t}Wjj$, lorsque les deux quarks top se désintègrent semi-leptoniquement. Au moins une paire de jets légers doit avoir une masse invariante dans l'intervalle $m_W \pm 25 \text{ GeV}/c^2$;
- $t\bar{t}\ell^+\ell^-jj$, lorsque les deux leptons du boson Z et un lepton du top sont détectés. Les événements qui contiennent une paire de leptons isolés de même saveur, de charge opposée et dont la masse invariante se trouve dans l'intervalle $m_Z \pm 10 \text{ GeV}/c^2$ sont supprimés;
- $t\bar{t}W^+W^-$, qui constitue un bruit de fond irréductible.
- $t\bar{t}t\bar{t}$, fortement réduit en demandant que deux jets seulement soient étiquetés comme b .

Les résultats sont présentés dans le tableau 6.12. De nouveau, les désintégrations semi-leptoniques de quarks b ne sont pas prises en compte dans l'analyse "partons", et les événements $t\bar{t}$ contribuent au bruit de fond. Contrairement au canal deux leptons, l'accord entre les deux analyses pour les bruits de fond $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}W$ est excellent, la contribution des leptons issus de quarks b étant moins importante dans ce canal. L'accord pour le nombre d'événements de signal est également très bon, et les efficacités de sélection sont proches.

Processus	$t\bar{t}$	$t\bar{t}b\bar{b}$	$t\bar{t}W + t\bar{t}Wq$	$t\bar{t}(2\ell + 1\ell)Z$	$t\bar{t}WW$	$t\bar{t}t\bar{t}$	Signal (GeV/c^2)	
							130	160
Partons	-	-	2.4	- + 4.9	0.5	0.8	3.8(1.3%)	8.8(1.8%)
ATLFAST	4.6	2.0	1.0 + 1.5	1.6 + 5.0	0.5	1.0	4.2(1.2%)	8.0(1.4%)

TAB. 6.12 – Comparaison des nombres d'événements de signal et de bruit de fond obtenus dans le canal à 3 leptons pour 300 fb^{-1} , au niveau des partons et au niveau ATLFAST. Pour le signal, l'efficacité de sélection est donnée entre parenthèses.

6.11 Perspectives

Les résultats obtenus dans ce chapitre démontrent la faisabilité de la mesure du couplage Yukawa du quark top dans le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$. La comparaison avec l'analyse de Maltoni *et al.* permet également de penser que ces résultats sont raisonnables. Même si pour l'ensemble de l'analyse, les choix de coupures et de section efficace pour les divers bruits de fond sont relativement prudents, les prédictions sur la précision de mesure attendue sont très certainement optimistes, et devront être corrigées pour tenir compte des incertitudes systématiques, dont certaines sont particulièrement difficiles à évaluer à l'heure actuelle.

En premier lieu, il faudra tenir compte des incertitudes théoriques sur les sections efficaces du signal et des différents bruits de fond, qui proviennent de plusieurs sources :

- Incertitudes sur les éléments de matrice, dues à l'échelle d'énergie et aux différents paramètres utilisés dans le calcul de la section efficace (α_s , m_t , $\mu \dots$). En utilisant les résultats de [17] (figure 6.3), il est possible d'estimer une incertitude sur la section efficace du signal à $120 \text{ GeV}/c^2$, de l'ordre de 20%.
- Incertitudes dues aux fonctions de structure utilisées [63].
- Incertitudes dues aux modèles d'hadronisation, qui diffèrent entre les générateurs Monte-Carlo.

Un second biais systématique important qui intervient dans la mesure de la section efficace est l'erreur sur la détermination de la luminosité intégrée. Cette erreur est évaluée entre 5% et 10%. D'autres erreurs provenant de la reconstruction des leptons, des jets et de l'étiquetage des jets b devront également être considérées.

La figure 6.21 issue de [64] présente la précision attendue sur la mesure du couplage de Yukawa du quark top à basse luminosité, pour trois états finals différents dans le canal de production associée $t\bar{t}H$, et en incluant les erreurs systématiques. Le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$ améliore la mesure du couplage entre 130 et $140 \text{ GeV}/c^2$, et permet d'étendre celle-ci jusqu'à $200 \text{ GeV}/c^2$. Ces résultats restent préliminaires et plusieurs aspects de l'analyse devront être étudiés plus en détails :

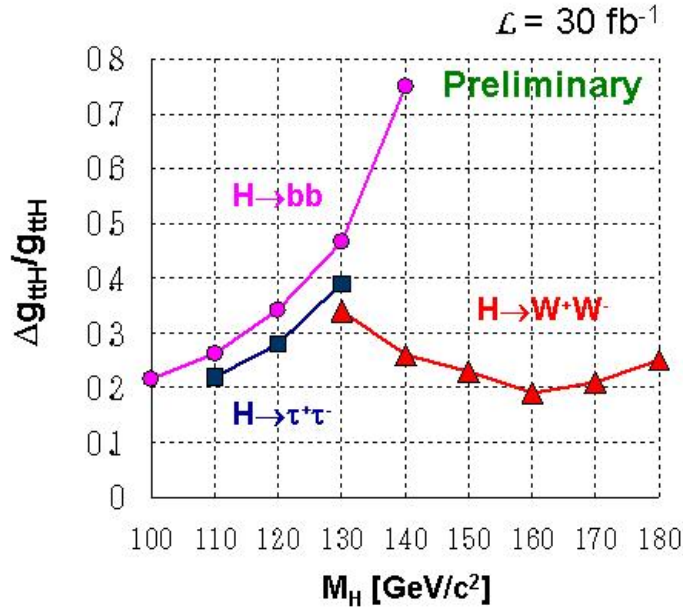


FIG. 6.21 – Précision attendue sur la mesure directe du couplage de Yukawa du quark top dans le canal de production associée $t\bar{t}H$ à basse luminosité en fonction de la masse du boson de Higgs et pour trois états finals différents. Les erreurs systématiques sont prises en compte [64].

- Les paramètres de rejet des jets légers et jets c utilisés pour une efficacité d'identification des jets b de 80% ont été déterminés assez grossièrement à partir du TDR [40]. Les résultats sur l'étiquetage des jets b obtenus dans le chapitre 4 avec les événements $t\bar{t}H$ montrent que la valeur du facteur de rejet des jets c est correctement estimée, mais celui des jets légers doit être réduit de 50 %.
- La coupure appliquée sur l'impulsion maximale des traces chargées trouvées autour des leptons, destinée à rejeter les leptons provenant de désintégrations semileptoniques des hadrons beaux et déterminée à partir de [57] est relativement prudente à faible luminosité. En revanche, aucune vérification n'a été faite pour un environnement à haute luminosité. Une étude en simulation complète est nécessaire pour valider ce critère de sélection.
- L'estimation du bruit de fond $t\bar{t}$, qui contribue essentiellement en raison des leptons issus des désintégrations de hadrons beaux, est probablement très incertaine. En effet, les événements sélectionnés après application de toutes les coupures sont des événements rares, qui contiennent des b-leptons très isolés, et de grande impulsion. Le spectre en impulsion de ces leptons n'est pas très bien connu, en particulier parce que la description de la fragmentation des quarks b souffre d'incertitudes théoriques importantes, et il est possible que les queues de distribution ne soient pas correctement modélisées dans PYTHIA. Une étude en simulation complète serait nécessaire pour estimer le taux de ces leptons, qui peuvent également constituer un bruit de fond pour d'autres canaux important ($H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ par exemple).

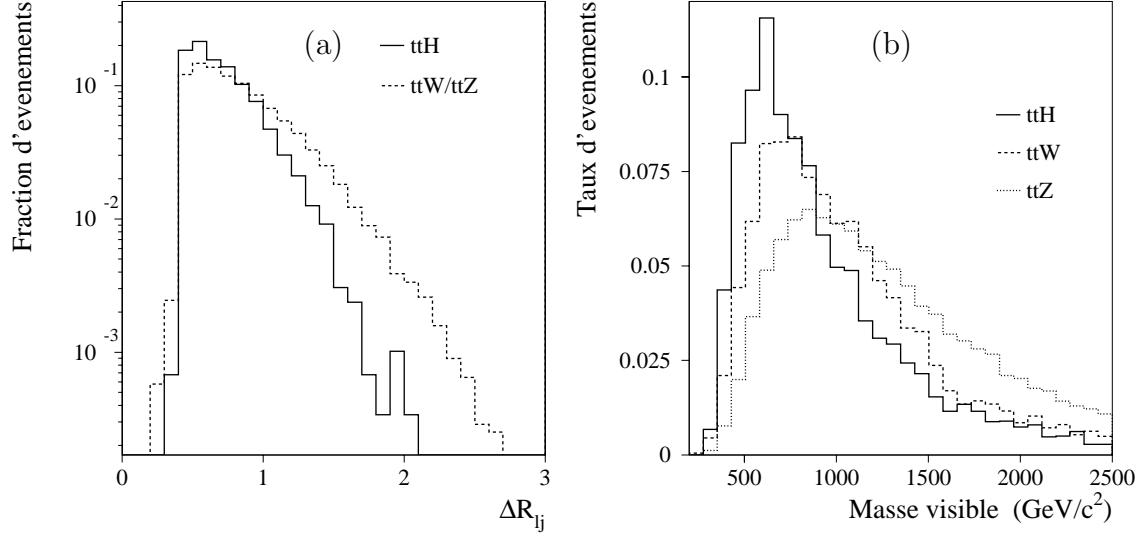


FIG. 6.22 – Distance minimale lepton-jet (a) et masse visible totale (b) pour les événements $t\bar{t}H$ (ligne continue), et pour les bruits de fond $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}W$ (lignes pointillées). Les distributions sont normalisées à l'unité.

Malgré toutes les précautions énumérées précédemment, l'étude de cet état final garde un intérêt non négligeable, car plusieurs améliorations pourront être considérées. Le premier point concerne l'ajustement contraint utilisé pour reconstruire les masses des quarks top et du boson de Higgs. Dans l'étude présentée, la masse du boson de Higgs est supposée inconnue. Après sa découverte, la masse sera déterminée précisément dans les canaux $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ et pourra être utilisée pour ajouter une contrainte supplémentaire dans l'ajustement cinématique, et ainsi améliorer le rejet du bruit de fond.

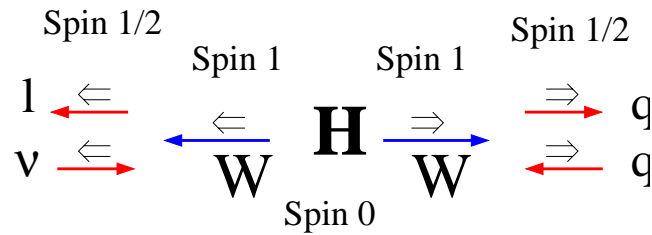


FIG. 6.23 – Corrélation de spin des deux bosons W provenant de la désintégration du boson de Higgs.

D'autre part, certaines caractéristiques des événements $t\bar{t}H$ n'ont pas été utilisées pour l'étude de faisabilité. La figure 6.22 présente quelques exemples. La figure 6.22-a montre la distance minimale entre les leptons et les jets, pour le signal et pour les deux processus de bruit de fond les plus difficiles à réduire, $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}W$. Dans

le signal, les spins des deux bosons W provenant de la désintégration du boson de Higgs sont corrélés (figure 6.23). Le lepton de l'un des bosons W est émis dans la même direction que l'un des jets de l'autre boson W . La distance lepton-jet doit donc être plus faible dans le signal que dans le bruit de fond. Une autre caractéristique intéressante est que la masse totale des événements $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ (figure 6.22-b) est significativement plus élevée que celle du signal. Ces différentes variables pourraient être combinées pour construire de nouvelles variables discriminantes et améliorer l'efficacité de sélection du signal.

6.12 Conclusion

L'étude de faisabilité exposée dans ce chapitre démontre qu'un nombre significatif d'événements peut être extrait du bruit de fond du modèle standard dans le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$. Bien que le taux de signal attendu soit insuffisant pour autoriser une "découverte", il permet de mesurer le couplage Yukawa du quark top avec une précision statistique comprise entre 6% et 15% dans le domaine de masse [130-200] GeV/ c^2 à haute luminosité. Ce canal, jamais considéré auparavant, est à ce jour le seul qui puisse fournir une mesure directe du couplage de Yukawa du quark top dans cet intervalle de masse, pour permettre de tester le mécanisme de Yukawa et d'obtenir des informations indirectes sur l'existence de nouvelles particules massives.

Conclusion

La réalisation du collisionneur LHC et de l'expérience ATLAS devra permettre d'approfondir notre connaissance du modèle standard. La recherche du boson de Higgs est un des buts majeurs du projet LHC, et la conception du détecteur ATLAS a été optimisée dans ce but. Cependant, les dernières données fournies par le LEP semblent privilégier un boson de Higgs de faible masse, proche de $115 \text{ GeV}/c^2$. La découverte d'un boson de Higgs léger dans ATLAS sera difficile, et une grande partie du travail de la collaboration est maintenant dédiée à l'élaboration de nouvelles analyses et à l'amélioration des outils existants pour augmenter la visibilité du signal.

L'un des canaux de recherche les plus importants pour la découverte d'un boson de Higgs de masse inférieure à $130 \text{ GeV}/c^2$ est la production associée $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$. Les quatre quarks b présents dans l'événement sont utilisés pour réduire le bruit de fond QCD, grâce à l'identification et la reconstruction des deux quarks top, et pour la reconstruction de la masse du boson de Higgs. L'identification des jets contenant un quark b est un outil important dans ATLAS. La méthode standard d'identification des jets b utilise le paramètre d'impact des traces chargées, qui permet de reconnaître les particules de grande durée de vie. Les performances d'étiquetage ont jusqu'à présent été évaluées sur les événements WH , qui contiennent peu de jets, et les résultats ont été utilisés pour toutes les analyses de physique d'ATLAS. Les études réalisées dans le cadre de cette thèse ont montré que l'extrapolation des résultats n'est pas évidente. En particulier, dans les événements contenant un grand nombre de jets, l'isolation doit être prise en compte. Ces études ont également permis de vérifier que l'étiquetage ne dépend pas de la nature des jets considérés, seules des dépendances en pseudorapacité, en impulsion et en isolation sont pertinentes. Un résultat important montre que les performances d'étiquetage attendues au démarrage des prises de données avec la méthode standard et un détecteur incomplet seront insuffisantes pour les études de physique, et en particulier la recherche du boson de Higgs. L'utilisation de l'étiquetage des jets en trois dimensions permettra d'obtenir des facteurs de rejet $R_u=73$ et $R_c=7$, pour les jets légers et les jets c respectivement, avec la version initiale du détecteur ATLAS et pour une efficacité d'identification des jets b de 60%. Ces résultats pourront être améliorés en utilisant l'étiquetage à l'aide des vertex secondaires.

Si le boson de Higgs existe, il devra être découvert au LHC. Le boson de Higgs a été introduit à l'origine pour expliquer la masse des bosons intermédiaires.

Cependant, il est possible d'ajouter un nouveau couplage dans le lagrangien du modèle standard (couplage de Yukawa), pour donner une masse aux fermions par l'intermédiaire du boson de Higgs. La compréhension complète du mécanisme de brisure électrofaible et du mécanisme de Yukawa nécessite de mesurer l'ensemble des paramètres de ce boson, en particulier ses couplages aux particules du modèle standard.

La mesure du couplage du boson de Higgs aux bosons de jauge W et Z devra être aisée quelle que soit sa masse. Pour les faibles masses, les couplages pourront être mesurés directement et indirectement dans le mode de production par fusion de bosons vecteurs, et pour des grandes masses, par la recherche des désintégrations directes du boson de Higgs. En revanche, la mesure du couplage entre le boson de Higgs et les fermions est beaucoup plus délicate. Seuls les couplages au lepton τ , au quark b et au quark top sont accessibles, ces fermions ayant une masse suffisante pour que le taux de désintégration du boson de Higgs dans ces particules soit utilisable.

Dans les études précédentes, la mesure directe du couplage de Yukawa du quark top n'était accessible que dans le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$, pour un domaine de masse très restreint ($m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$). L'étude réalisée dans cette thèse montre que le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$ peut permettre d'extraire une mesure directe du couplage Yukawa du quark top dans l'intervalle de masse 130-200 GeV/c^2 , avec une précision statistique comprise entre 15% et 30% après trois années de prise de données à basse luminosité. Cette précision statistique peut être abaissée entre 7 et 20% après trois années à haute luminosité. L'amélioration de l'analyse nécessite de mieux contrôler les incertitudes expérimentales. Des études complémentaires devront être réalisées pour comprendre le bruit de fond provenant des désintégrations semi-leptoniques des quarks b, et pour réduire l'erreur sur la mesure de la luminosité. La connaissance théorique des valeurs de sections efficaces des bruits de fond dominants $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}W$ et du signal $t\bar{t}H$ devra également être améliorée.

En plus du mécanisme de Yukawa, la comparaison de la mesure directe de ce couplage avec la détermination indirecte obtenue dans la production du boson de Higgs par fusion de gluons pourra fournir des indices de l'existence de nouvelles particules massives, prédites par un grand nombre de théories au-delà du modèle standard, en particulier dans les théories supersymétriques.

Bibliographie

- [1] F. Halzen et A. D. Martin, *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*. Wiley, 1984.
- [2] A. Salam, “Weak and electromagnetic interaction”. Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden, Stockholm (1968), 367-377.
- [3] S. Weinberg, “A model of lepton”, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266.
- [4] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of weak interactions”, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588.
- [5] P. W. Higgs, “Broken symmetries, massless particles and gauge fields”, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132–133.
- [6] F. Englert et R. Brout, “Broken symmetries and the mass of gauge vector mesons”, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321–322.
- [7] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, et T. W. B. Kibble, “Global conservation laws and massless particles”, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585–587.
- [8] A. Hocker, “Confronting spectral functions from e^+e^- annihilation and tau decays: Consequences for the muon magnetic moment”, hep-ph/0301104.
- [9] C. Quigg, “The Standard model (Electroweak theory)”, FERMILAB-FN-0731.
- [10] S. Dawson, “Introduction to the physics of Higgs bosons”, hep-ph/9411325.
- [11] S. Dawson, “The standard model intermediate mass Higgs boson”, hep-ph/9703387.
- [12] T. Hambye et K. Riesselmann, “SM Higgs mass bounds from theory”, hep-ph/9708416.
- [13] Page web du LEP EW Working Group.
<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2003/>.
- [14] OPAL, ALEPH, DELPHI et L3 Collaboration, “Search for the standard model Higgs boson at LEP”, *Phys. Lett. B* **565** (2003) 61–75, CERN-EP/2003-011.
- [15] ATLAS Collaboration, *Detector and physics performances Technical design report*, CERN-LHCC-99-15.
- [16] M. Carena et H. E. Haber, “Higgs boson theory and phenomenology”, hep-ph/0208209.
- [17] S. Dawson, L. H. Orr, L. Reina, et D. Wackeroth, “Associated top quark-Higgs boson production at the LHC”, hep-ph/0211438.

- [18] S. Asai *et al.*, “Prospect for the search of a Standard Model Higgs boson in ATLAS using Vector Boson Fusion”, ATL-PHYS-2003-005.
- [19] G. Azuelos, D. Cavalli, H. Przysiezniak, et L. Vacavant, “Search for the radion using the ATLAS detector”, *Eur. Phys. J. direct* **C4** (2002) 16.
- [20] D. Zeppenfeld, “Higgs couplings at the LHC”, hep-ph/0203123.
- [21] K. Jakobs, “Search for the standard model Higgs boson using vector boson fusion”. ATLAS Week, Clermont-Ferrand, juin 2002.
- [22] D. R. Tovey, “Inclusive SUSY searches and measurements at ATLAS”, *Eur. Phys. J. direct* **C4** (2002) N4.
- [23] D. R. Tovey, “Searches for Supersymmetry at the LHC”, ATL-CONF-2002-006.
- [24] L. Randall et R. Sundrum, “A large mass hierarchy from a small extra dimension”, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3370–3373, hep-ph/9905221.
- [25] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, et G. R. Dvali, “The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter”, *Phys. Lett.* **B429** (1998) 263–272, hep-ph/9803315.
- [26] L. Vacavant et I. Hinchliffe, “Signals of models with extra dimensions in ATLAS”, *J. Phys. G* **27** (2001) 1839–50. SN-ATLAS-2001-005.
- [27] G. Azuelos et G. Polesello, “Kaluza-Klein excitations of gauge bosons in the ATLAS detector”. Workshop on Physics at TeV Colliders, Les Houches, France, 21 May - 1 June 2001. SN-ATLAS-2003-023.
- [28] LHC Study Group Collaboration, *Design study of the large hadron collider(LHC). A multiparticle collider in the LEP tunnel*, CERN-91-03.
- [29] ALICE Collaboration, *ALICE Technical design report*, CERN/LHCC 2001-021.
- [30] LHCb Collaboration, *LHCb Technical Proposal*, CERN-LHCC-98-004.
- [31] CMS Collaboration, M. Della Negra *et al.*, *The Compact Muon Solenoid: Letter of intent for a general purpose detector at the LHC*, CERN-LHCC-92-3.
- [32] ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal*, CERN-LHCC-94-43.
- [33] ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector: Technical design report*, CERN-LHCC-97-17.
- [34] ATLAS Collaboration, *ATLAS pixel detector: Technical design report*, CERN-LHCC-98-13.
- [35] ATLAS Collaboration, *ATLAS calorimeter performances: Technical design report*, CERN-LHCC-96-40.
- [36] ATLAS Collaboration, *ATLAS muon spectrometer: Technical design report*, CERN-LHCC-97-22.
- [37] ATLAS Collaboration, *ATLAS High level trigger, DAQ and CDS: Technical proposal*, CERN-LHCC-2000-17.
- [38] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul, et J. C. Lassalle, *GEANT: Simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual*, CERN-DD-78-2-REV.

- [39] L. Vacavant, “Etiquetage des quarks b par un détecteur de vertex à pixels dans l’expérience ATLAS auprès du LHC”. Thèse de doctorat. CERN-THESIS-97-007.
- [40] ATLAS Collaboration, *Detector and physics performances Technical design report*, CERN-LHCC-99-14.
- [41] E. Richter-Was et M. Sapinski, “Search for the SM and MSSM Higgs boson in the t anti-t H, $H \rightarrow b$ anti-b channel”, *Acta Phys. Polon.* **B30** (1999) 1001–1040. ATL-PHYS-98-132.
- [42] J. Cammin et M. Schumacher, “The ATLAS discovery potential for the channel $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$ ”, ATL-PHYS-2003-024.
- [43] T. Sjostrand, L. Lonnblad, et S. Mrenna, *PYTHIA 6.2: Physics and manual*, 2001, hep-ph/0108264.
- [44] E. Richter-Was, D. Froidevaux, et L. Poggioli, *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, 1998, ATL-PHYS-98-131.
- [45] I. Gavrilenko, “Description of Global Pattern Recognition Program (XKalman)”, ATL-INDET-97-165; ATL-I-PN-165.
- [46] V. Kostioukhine, “Secondary vertices reconstruction”. Note en préparation.
- [47] V. Kostioukhine, J. Levêque, J. de Vivie, et A. Rozanov, “B-tagging with DC1 data”. Note en préparation.
- [48] J. Cammin, “Search for $t\bar{t}H$ with $H \rightarrow b\bar{b}$ ”. Présentation donnée lors du Workshop de physique d’ATLAS. Athènes, 23 mai 2003.
- [49] S. Dawson et L. Reina, “Top quark Yukawa couplings and new physics”, hep-ph/0101079.
- [50] E. Arik *et al.*, “Enhancement of the Standard Model Higgs boson production cross-section with the 4th Standard Model family quarks”, ATL-PHYS-98-125.
- [51] S. Dawson, “Higgs boson production rates in hadronic collisions”, hep-ph/0111226.
- [52] P. Janot, *The HZHA generator in Physics at LEP2*, CERN 96-01.
- [53] Particle Data Group Collaboration, K. Hagiwara *et al.*, “Review of particle physics”, *Phys. Rev.* **D66** (2002) 010001.
- [54] M. David, M. Cobal, A. De Angelis, et A. Maio, “Measurement Of The Top Quark Mass With The ATLAS Detector At LHC”, ATL-PHYS-2002-007.
- [55] B. P. Kersevan et E. Richter-Was, *The Monte Carlo event generator AcerMC version 1.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.3*, 2002.
- [56] A. Pukhov *et al.*, *CompHEP: A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User’s manual for version 33*, 1999, hep-ph/9908288.
- [57] O. Linossier et L. Poggioli, “ $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$ leptons channel in ATLAS. Signal reconstruction and Reducible backgrounds rejection”, ATL-GE-PN-101, ATL-PHYS-97-101.

- [58] A. Kaczmarska, “Tagging b-jets using low- p_T electrons”, ATL-PHYS-2000-012.
- [59] Z. Zhhang, “Parameter estimation techniques: a tutorial with application to conic fitting”, *Int. J. of Image and Vision Computing* **15** (1997) 59–76.
- [60] P. Spellucci, “A new technique for inconsistent problems in the SQP method”, *Math. Meth. of Oper. Res.* **47** (1998) 355.
- [61] F. Maltoni, D. Rainwater, et S. Willenbrock, “Measuring the top-quark Yukawa coupling at hadron colliders via $t\bar{t}H$, $H \rightarrow W^+W^-$ ”, *Phys. Rev.* **D66** (2002) 034022, hep-ph/0202205.
- [62] T. Stelzer et W. F. Long, “Automatic generation of tree level helicity amplitudes”, *Comput. Phys. Commun.* **81** (1994) 357–371, hep-ph/9401258.
- [63] S. Bentvelsen, “The effect of parton uncertainties on Higgs production”. Présentation donnée lors de la réunion du groupe Higgs, 11 avril 2003.
- [64] R. Tanaka, “Search for $t\bar{t}H$ with $H \rightarrow W^+W^-$ and $H \rightarrow \tau\tau$ ”. Présentation donnée lors du Workshop de physique d’ATLAS. Athènes, 23 mai 2003.

Résumé

L'un des principaux objectifs de l'expérience ATLAS est la recherche de la dernière particule manquante du modèle standard, le boson de Higgs, et l'étude de ses propriétés. Cette expérience sera placée auprès du futur collisionneur de protons LHC, dont le démarrage est prévu pour l'année 2007 au CERN. Les travaux présentés dans cette thèse sont dédiés à la recherche d'un boson de Higgs de masse inférieure à $200 \text{ GeV}/c^2$, dans le canal de production associée $pp \rightarrow t\bar{t}H$.

L'identification des jets contenant des hadrons beaux est fondamentale pour l'étude du boson de Higgs et du quark top. Les performances d'étiquetage des jets b sont étudiées en détails dans le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$, et pour des conditions de fonctionnement très proches de celles attendues au démarrage des prises de données, (détecteur à pixels incomplet, bruit d'empilement et inefficacités de détection). Pour une efficacité d'identification de jets b de 60%, les taux de rejet attendus sont de 80 pour les jets légers et 7 pour les jets c .

Si la découverte du boson de Higgs dans ATLAS semble relativement aisée, la mesure de ses paramètres, et en particulier la détermination des couplages aux différents fermions, est beaucoup plus délicate. Une étude de faisabilité est proposée pour un nouveau canal, $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$. Ce canal est le seul qui permet une détermination directe du couplage de Yukawa du quark top dans l'intervalle de masse 130-200 GeV/c^2 . Pour un boson de Higgs de 160 GeV/c^2 , la précision statistique attendue après trois années de prise de données à haute luminosité est de 7 %.

Mots-clé : *LHC, ATLAS, détecteur à pixels, étiquetage des jets b , boson de Higgs, quark top, couplage de Yukawa*

Abstract

One of the main goals of the ATLAS experiment is the search for the Higgs boson, the last missing ingredient of the standard model, and the studies of its properties. The experiment will be based at the future proton-proton collider LHC, whose first collisions are expected in 2007. The work presented in this thesis is dedicated to the search for a Higgs boson with a mass below $200 \text{ GeV}/c^2$, in the associated production channel $pp \rightarrow t\bar{t}H$.

The identification of jets containing b -hadrons is crucial for Higgs boson and top quark studies. The tagging performances of b -jets are studied in details in the $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$ channel, in the most realistic conditions at start of data taking (reduced pixel detector, pile-up, detection inefficiencies). At 60 % b -jet efficiency, light and c -jet rejections of 80 and 7 respectively are achieved.

Whereas the discovery of the Higgs boson is expected to be relatively easy, the measurement of its parameters, in particular its couplings to fermions, is more involved. The possibility of observing the Higgs boson in the $t\bar{t}H$, $H \rightarrow WW^{(*)}$ channel is investigated. This process is the only one to date leading to a direct measurement of the top quark Yukawa coupling in the mass range 130-200 GeV/c^2 . For a Higgs boson of mass 160 GeV/c^2 , a statistical precision of ~ 7 % could be reached after three years of data taking at high luminosity.

Key words : *LHC, ATLAS, pixel detector, b -tagging, Higgs boson, top quark, Yukawa coupling*